



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

ULB

Strahldynamik und -diagnose am Energie-rückgewinnenden S-DALINAC

Pforr, Jonas
(2020)

DOI (TUprints): <https://doi.org/10.25534/tuprints-00011900>

Lizenz:



CC-BY-NC-SA 4.0 International - Creative Commons, Attribution Non-commercial, Share-alike

Publikationstyp: Ph.D. Thesis

Fachbereich: 05 Department of Physics

Quelle des Originals: <https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/11900>

Strahldynamik und -diagnose am Energie-rückgewinnenden S-DALINAC

Beam Dynamics and Diagnostics for the Energy-Recovering S-DALINAC

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von Jonas Pforr M.Sc. aus Darmstadt

Tag der Einreichung: 14.04.2020, Tag der Prüfung: 22.06.2020

Darmstadt – D 17

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c. mult. Norbert Pietralla

2. Gutachten: Jun.-Prof. Dr. Florian Hug



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik

Strahldynamik und -diagnose am Energie-rückgewinnenden S-DALINAC
Beam Dynamics and Diagnostics for the Energy-Recovering S-DALINAC

Genehmigte Dissertation von Jonas Pforr M.Sc. aus Darmstadt

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c. mult. Norbert Pietralla
2. Gutachten: Jun.-Prof. Dr. Florian Hug

Tag der Einreichung: 14.04.2020

Tag der Prüfung: 22.06.2020

Darmstadt — D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-119002

URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/11900>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

tuprints@ulb.tu-darmstadt.de



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung - Nicht-kommerziell - Weitergabe unter gleichen Bedingungen 4.0 International

<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/4.0/>

Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 11. August 2020

(J. Pforr)



Zusammenfassung

Diese Dissertation umfasst mit Strahldynamik und Strahldiagnose zwei wesentliche Teilbereiche der Beschleunigerentwicklung am S-DALINAC. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Simulationen der Strahldynamik durchgeführt, ein System für Messungen der Emittanz aufgebaut und eingesetzt sowie einige weitere Messungen vorgenommen und analysiert. Daher beinhaltet diese Arbeit zunächst Strahldynamiksimulationen des Injektors sowie des rezirkulierenden Hauptbeschleunigers, bei denen auch mögliche Fehlerquellen auf ein mögliches Emittanzwachstum untersucht wurden. Außerdem wurde eine Simulation zur Realisierung des einfachen ERL-Modus (Energy Recovery Linac) angefertigt.

Eine verbesserte Analyse des Strahltransports soll auch durch die neu installierten Emittanz-Messplätze bereitgestellt werden. Indem nun an verschiedenen Positionen entlang der Strahlführung die Emittanz bestimmt werden kann, können Veränderungen dieses zentralen Parameters festgestellt werden. Dies erweitert einerseits die Möglichkeiten des Operateurs, den Strahl einzustellen, da nun die Emittanz optimiert werden kann. Andererseits erhöhen regelmäßige Messungen die Reproduzierbarkeit der Beschleunigereinstellungen. Auch für Strahldynamiksimulationen sind Emittanzmessungen hilfreich, da sie entweder zur Verifikation von Rechnungen dienen können oder aber Daten zu Startbedingungen für weitere Simulationen bereitstellen. Mithilfe der neuen Aufbauten zur Emittanzmessung wurde im Rahmen dieser Arbeit bereits eine Vielzahl von Messungen durchgeführt. Dabei ist zunächst ein Vergleich der etablierten Leuchtschirme mit den neu installierten Übergangsstrahlungs-Targets angestellt worden. Weiterhin konnte hinter dem Injektorbeschleuniger des S-DALINAC eine Abhängigkeit der Emittanz vom Strahlstrom beobachtet werden. Auch die Aufbauten in den Rezirkulationen wurden bereits in Betrieb genommen und für Emittanzmessungen genutzt.

Darüber hinaus wurde auch eine Messung der transversalen und longitudinalen Dispersion im dreifach rezirkulierenden Betrieb durchgeführt und analysiert. Dabei konnten unerwartete nichtlineare Beiträge zur Dispersion beobachtet werden. Mithilfe einer Strahldynamiksimulation können diese zumindest qualitativ erklärt werden. Die gewonnenen Erkenntnisse wurden auch für die Weiterentwicklung der Prozeduren zum Einstellen des Strahls genutzt. Zuletzt soll noch die Untersuchung des durch Beam Break-Up (BBU) gegebenen Grenzstroms genannt werden. Vor und nach dem Einbau der dritten Rezirkulation des S-DALINAC wurde der Grenzstrom experimentell gesucht. Dabei gelang es im einfach rezirkulierenden Betrieb, den injizierten Strahlstrom auf den im Rahmen der Betriebserlaubnis maximal zulässigen Wert von 20 μA zu erhöhen und diesen fast verlustfrei zu rezirkulieren, ohne BBU zu beobachten.



Abstract

This dissertation covers beam dynamics and beam diagnostics, which are two essential parts of accelerator development at the S-DALINAC. In the scope of this work simulations of beam dynamics were conducted, a system for emittance measurements was set up and used and several other measurements were performed and analysed. This firstly includes beam dynamics simulations of the injector and of the recirculating main accelerator, which were used to investigate possible sources of error for an emittance growth. Furthermore, a simulation for the realisation of the once-recirculating ERL-mode (Energy Recovery Linac) was prepared.

An improved analysis of the beam transport shall also be reached by the newly installed emittance measurement setups. By enabling an emittance determination at different positions along the beamline, changes of this central parameter can be monitored. On the one hand, this extends the operator's options of tuning the beam, as now the emittance can be optimized. On the other hand, regular measurements improve the reproducibility of accelerator settings. For beam dynamics simulations emittance measurements are useful as well, as they can both serve the verification of calculations and provide data for starting conditions for further simulations. By using the new emittance measurement setups, a variety of measurements were conducted in the course of this work. In this process, first of all a comparison of the established screens with the newly installed transition radiation targets was conducted. Furthermore, behind the injector of the S-DALINAC a dependence of the emittance on the beam current was observed. The setups in the recirculations were commissioned and used for emittance measurements as well.

Additionally, a measurement of transverse and longitudinal dispersion in thrice-recirculating operation was conducted and analysed. Unexpected non-linear contributions to the dispersion could be observed there. By using a beam dynamics simulation they can be explained at least qualitatively. The resulting understanding was also used to further develop the beam tuning procedures. Finally, the investigation of the beam break-up (BBU) threshold current shall be mentioned. An experimental search for the threshold current was conducted both before and after the installation of the third recirculation of the S-DALINAC. In the once-recirculating operation mode, we managed to increase the injected beam current to 20 μA , which is the maximum allowed value within the limits of the operation license, and to recirculate this almost loss-free without observing BBU.



Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	3
2. S-DALINAC	5
2.1. Konventioneller Betrieb	5
2.2. Betrieb als Energy Recovery Linac	7
3. Grundlagen	11
3.1. Strahldynamik	11
3.1.1. Geladene Teilchen im elektromagnetischen Feld	11
3.1.2. Matrixformalismus	12
3.1.3. Strahlführungselemente	13
3.1.4. Emittanz	15
3.1.5. Transversales Beam Break-Up	16
3.2. Simulationsprogramme	18
3.2.1. ASTRA	18
3.2.2. <i>elegant</i>	18
3.2.3. CST Studio Suite	19
3.3. Strahldiagnose	19
3.3.1. Emittanzmessung	20
3.3.2. Optische Übergangsstrahlung	22
4. Strahldynamiksimulationen	27
4.1. Injektor	27
4.2. Start-to-End	29
4.3. Energy Recovery Linac	33
5. System zur Emittanzmessung	35
5.1. Methode	35
5.2. Aufbau	35
5.3. Design OTR-Targets	36
5.3.1. Thermische Simulationen	37
5.4. Steuerung	40
5.5. Exemplarische Messung	40
5.5.1. Datenauswertung	41
6. Messungen und Diskussion	47
6.1. Emittanzmessungen hinter dem Injektorbeschleuniger	47
6.1.1. Vergleich von OTR- und BeO-Targets	52
6.2. Demonstration der Emittanzmessaufbauten in den Rezirkulationen	54
6.3. Dispersionsmessung im dreifach rezirkulierenden Betrieb	57
6.4. Strombegrenzung durch Beam Break-Up	63
7. Schlussbemerkung	69
A. Nomenklatur S-DALINAC	71

1 Einleitung

Die Entwicklung von Teilchenbeschleunigern nahm ihren Anfang in den 1920er Jahren. Sie resultierte schon 1928 im Bau des ersten Linearbeschleunigers durch Wiederöe [1]. Nur vier Jahre später wurden durch Cockroft und Walton [2] sowie Lawrence und Livingston [3] zwei Teilchenbeschleuniger für kernphysikalische Experimente genutzt. Ein wesentliches Ziel der Weiterentwicklung von Teilchenbeschleunigern war seitdem die Erhöhung der Teilchenenergie. Diese konnte von 50 keV im Fall des Wiederöe-Linearbeschleunigers [1, 4] inzwischen auf 7 TeV am Large Hadron Collider (LHC) [5] erhöht werden. Neben Hochenergie-Beschleunigern wie dem LHC existiert eine große Anzahl unterschiedlicher Beschleunigeranlagen für verschiedenste Einsatzgebiete. Diese Vielfalt umfasst beispielsweise Synchrotron-Strahlungsquellen wie PETRA III [6], medizinisch genutzte Beschleuniger wie am Heidelberger Ionenstrahl-Therapiezentrum [7] oder Neutronenquellen wie die europäische Spallationsquelle ESS [8].

Ein Beispiel für einen heutigen Teilchenbeschleuniger für kernphysikalische Experimente ist der S-DALINAC an der Technischen Universität Darmstadt [9]. Er ist Gegenstand der vorliegenden Arbeit und wird daher in Kap. 2 detailliert beschrieben. Um die mögliche Endenergie des S-DALINAC zu erhöhen, wurden in der Vergangenheit bereits verschiedene Maßnahmen ergriffen [10, 11, 12], da eine höhere Energie auch den für Elektronenstreuung relevanten Mott-Wirkungsquerschnitt vergrößert. Allerdings ist die Strahlenergie nicht der einzige Parameter, der die Leistungsfähigkeit eines Beschleunigers charakterisiert. Weitere zentrale Parameter sind beispielsweise die Emittanz und die relative Impulsunschärfe, die in Streuexperimenten die Winkel- bzw. Impulsauflösung limitieren [4]. Für eine Verbesserung der Impulsunschärfe werden am S-DALINAC das nicht-isochrone Rezirkulieren [13, 14, 15] oder verschiedene Scrapersysteme eingesetzt [16, 17, 18]. Eine nicht-isochrone Einstellung benötigt dabei eine präzise Einstellung der longitudinalen Dispersion, ermöglicht aber eine Verbesserung der Energieunschärfe des Elektronenstrahls um einen Faktor von bis zu 5,4 [15]. Außerdem ist sie im Gegensatz zu der Verwendung von Scrapersystemen nicht-destruktiv.

Um nicht-isochrone Einstellungen zukünftig leichter reproduzieren zu können, wurde in dieser Arbeit eine Messung der Dispersion ausgewertet und das beobachtete Verhalten in Strahldynamiksimulationen modelliert. Auch für eine Verringerung der Emittanz wurde in dieser Arbeit die Grundlage geschaffen. Dafür wurde zunächst ein System aus Emittanz-Messplätzen aufgebaut, um an verschiedenen Orten entlang der Strahlführung die Emittanz bestimmen zu können. Außerdem wurde mittels Strahldynamiksimulationen untersucht, welche Abweichungen von der Sollsituation zu einer Emittanzvergrößerung führen. Dies ermöglicht, in Zukunft Emittanzvergrößerungen zunächst zu messen und anschließend deren Ursachen zu identifizieren, um sie schließlich zu korrigieren. In [19] wurde beispielsweise demonstriert, dass die Korrektur einer Fehlpositionierung des Injektorkryostaten die Emittanz etwa halbieren kann.

Die Messung und Simulation von Emittanz und Dispersion am S-DALINAC stehen im Mittelpunkt dieser Arbeit. Daher wird zunächst im folgenden Kap. 2 der Elektronenbeschleuniger S-DALINAC vorgestellt, dabei wird in Kap. 2.2 insbesondere auf den Betriebsmodus der Energie-Rückgewinnung eingegangen. Daran schließt in Kap. 3 eine Einführung in die physikalischen Grundlagen der Strahldynamik und Emittanzmessung sowie die verwendeten Simulationsprogramme an. Darauf folgen in Kap. 4 einerseits Strahldynamiksimulationen mit Fokus auf die Emittanz und deren mögliche Veränderungen, aber andererseits auch zum Energie-Rückgewinnungs-Modus des S-DALINAC. In Kap. 5 wird zunächst die Auslegung des neuen Emittanz-Messsystems dargestellt, sowie anhand einer Demonstrations-Messung die Datenauswertung und Emittanzbestimmung erläutert. Anschließend folgt in Kap. 6 eine Übersicht über die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen. Das umfasst zunächst verschiedene Messungen der Emittanz in Kap. 6.1 und 6.2. Weiterhin wird eine Dispersionsmessung und deren theoretische Modellierung sowie eine Messung des maximal möglichen Strahlstroms vorgestellt, bevor die Schlussbemerkung in Kap. 7 diese Dissertation abschließt.



2 S-DALINAC

Der S-DALINAC (Superconducting-DARmstadt-LINear-ACcelerator) ist ein supraleitender Elektronenbeschleuniger, der seit 1991 an der TU Darmstadt betrieben wird [9]. Er wird vorwiegend für kernphysikalische Experimente, beispielsweise im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 1245 „Nuclei: From Fundamental Interactions to Structure and Stars“ [20], und für Beschleunigerforschung genutzt. Zentral für die Entwicklung des Beschleunigers ist auch das Graduiertenkolleg 2128 AccelencE „Accelerator Science and Technology for Energy Recovery Linacs“ [21], insbesondere im Hinblick auf den Betrieb mit Energie-Rückgewinnung. Aber auch außerhalb von solchen Förderprogrammen findet eine kontinuierliche Weiterentwicklung durch die Arbeit von Doktoranden sowie Master- und Bachelorstudenten statt.

2.1 Konventioneller Betrieb

Der aktuelle Aufbau des S-DALINAC ist in Abb. 2.1 dargestellt. Der Elektronenstrahl kann in einer thermionischen Quelle oder in der Quelle für spinpolarisierte Elektronen erzeugt werden. Die thermionische Quelle basiert auf Glühemission aus einem Wolfram-Draht. Nach der Emission der Elektronen findet eine Vorbeschleunigung durch eine 250 keV Gleichspannung statt [22, 23]. Die andere verfügbare Quelle ist SPIN (S-DALINAC Polarized INjector) [24, 25]. Dort werden durch einen Laser Elektronen aus einer GaAs-Kathode gelöst, dabei liegt eine Spannung von bis zu 125 keV an. Ein spinpolarisierter Elektronenstrahl kann durch polarisiertes Laserlicht erreicht werden, bislang wurde eine maximale Polarisation von 86% gemessen [24, 25].

Da insbesondere aus der thermionischen Quelle ein konstanter Elektronenstrom emittiert wird, muss der Strahl vor der Hochfrequenzbeschleunigung in Pulse unterteilt werden. Dazu wird der Strahl zunächst in der normalleitenden Chopperkavität auf einen Kegelmantel abgelenkt und mit einer Blende werden Pulse aus dem Strahl ausgeschnitten [22, 26, 27, 28]. Diese Pulse werden im folgenden Bunchersystem longitudinal fokussiert, sodass in der ersten supraleitenden Kavität die Pulslänge minimal ist [26, 27, 29]. Die erste Hochfrequenzbeschleunigung der Elektronen erfolgt in mehreren elliptischen, supraleitenden Kavitäten, die sich im Injektorkryostat befinden. Als erste supraleitende Kavität ist dort eine fünfzellige Struktur eingebaut, die für Elektronen mit Lichtgeschwindigkeit ausgelegt ist. Diese soll aber in Zukunft durch eine neue sechszellige Kavität ersetzt werden, die an die geringere tatsächliche Teilchenenergie angepasst ist [30, 31]. Darauf folgen zwei zwanzigzellige Kavitäten für die weitere Beschleunigung der Elektronen. Mit diesen Kavitäten ist es möglich, den Elektronenstrahl im Injektor auf eine kinetische Energie von bis zu 10 MeV zu beschleunigen.

Nach dem Injektor kann der Strahl entweder für Experimente am DHIPS (Darmstadt High Intensity Photon Setup) [32, 33] verwendet werden, wobei ein Strahlstrom von bis zu 60 μA möglich ist [9]. Alternativ wird der Strahl durch den Injektorbogen in den Hauptbeschleuniger gelenkt. In diesem Fall ist der Strahlstrom auf maximal 20 μA limitiert.

Im Hauptbeschleuniger befinden sich acht supraleitende, zwanzigzellige Kavitäten, die mit denen aus dem Injektor baugleich sind. Dort ist ein Energiegewinn von etwa 30 MeV pro Durchlauf möglich. Durch die vorhandenen drei Rezirkulationen [12] ist es möglich, dass der Strahl den Hauptbeschleuniger vier Mal durchläuft, dabei muss allerdings wegen eines vorgegebenen Energieverhältnisses von Injektor zu Hauptbeschleuniger die Injektionsenergie auf 7,5 MeV begrenzt werden. Dabei ist eine Endenergie von etwa 130 MeV möglich, die dann für die Experimente in der benachbarten Experimentierhalle zur Verfügung steht.

Der S-DALINAC erlaubt allerdings auch andere Betriebsmodi als den dreifach rezirkulierenden Betrieb. Das beinhaltet den einfachen Durchschuss durch den Hauptbeschleuniger, das Verwenden nur einer Rezirkulation und der Betrieb als Energy Recovery Linac (siehe Kap. 2.2). Das ermöglicht unter anderem die Abdeckung des gesamten Energiebereichs von 10-130 MeV [12].

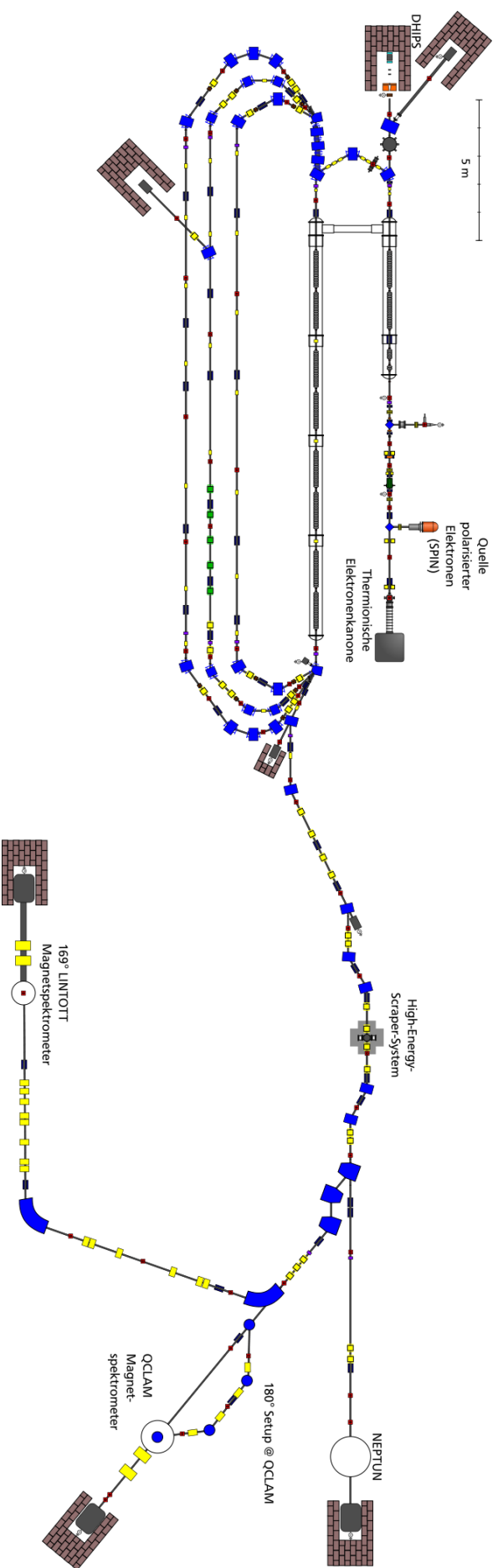


Abbildung 2.1.: Schematischer Aufbau des S-DALINAC. Entnommen aus [34], bearbeitet.

Der Elektronenstrahl kann die Beschleunigerhalle durch die Extraktionsstrahlführung verlassen und steht dort verschiedenen Experimenten zur Verfügung. Diese sind der Photonentagger NEPTUN für Experimente mit energiemarkierten Photonen [35, 36] und zwei Elektronen-Streuexperimente. Die Elektronenstreuung wird am QCLAM-Spektrometer, das auch 180°-Streuexperimente erlaubt [37, 38], und am 169°-Spektrometer, das eine besonders hohe Auflösung ermöglicht, durchgeführt [39].

2.2 Betrieb als Energy Recovery Linac

Bei einem Energy Recovery Linac (ERL) handelt es sich um einen rezirkulierenden Linearbeschleuniger, bei dem der Strahl zunächst beschleunigt wird und einem Experiment zur Verfügung steht. Danach wird der Strahl im Hauptbeschleuniger wieder abgebremst, um dessen Energie zurückzugewinnen. Dabei wird dem elektromagnetischen Feld der Kavitäten im Idealfall genau die Energie hinzugefügt, die für die Beschleunigung benötigt wird. In diesem Zustand wird nur Hochfrequenzleistung für den Injektor und die Erzeugung des elektromagnetischen Feldes im Hauptbeschleuniger benötigt. Für die Beschleunigung der Teilchen im Hauptbeschleuniger muss im Idealfall aber keine Leistung mehr zugeführt werden, was gerade bei hohen Strahlströmen den Leistungsbedarf des Beschleunigers deutlich verringert.

Das Konzept wurde bereits 1965 vorgeschlagen [40], bis zur Realisierung war allerdings noch viel Entwicklungsarbeit nötig, beispielsweise auf dem Gebiet der supraleitenden Kavitäten. Frühe Beispiele für ERLs sind [41, 42] aus den 1980er Jahren. Um die Jahrtausendwende wurden viele weitere ERLs in Betrieb genommen, unter anderem an der Thomas Jefferson National Accelerator Facility [43], am Daresbury Laboratory [44] und in Japan an der Hochenergie-Beschleuniger-Forschungsorganisation KEK [45]. Darüber hinaus existiert am Budker-Institut für Kernphysik ein ERL, der im Gegensatz zu den Vorigen normalleitend und mehrfach rezirkulierend ist [46, 47].

Auch am S-DALINAC ist ein Betrieb als ERL möglich. Dazu muss in einer Rezirkulation die Weglänge der Elektronen so angepasst werden, dass die Teilchen um 180° phasenverschoben in den Hauptbeschleuniger wieder eintreten. Dies ist über die Weglängenverfahung der zweiten Rezirkulation möglich [12], die durch ihren großen Hub zusätzlichen Einstell-Spielraum bietet. Dadurch lässt sich ein einfach oder zweifach rezirkulierender ERL realisieren, dabei ist der einfache ERL-Betrieb bereits demonstriert worden [48, 49], der zweifache ERL-Modus ist noch in Vorbereitung [48, 50, 51].

Im einfachen ERL-Modus, der in Abb. 2.2 skizziert ist, wird der vom Injektor kommende Strahl einmal im Hauptbeschleuniger beschleunigt und dann in die zweite Rezirkulation geleitet. Im Gegensatz zum einfach rezirkulierenden, beschleunigenden Betrieb wird nur die Weglänge so verändert, dass die Elektronen zur entschleunigenden Phase wieder in den Hauptbeschleuniger eintreten. Diesen verlassen sie mit Injektionsenergie und werden im folgenden Dipolmagneten in einen speziellen Faraday-Becher geleitet, wo der Strahl gestoppt wird.

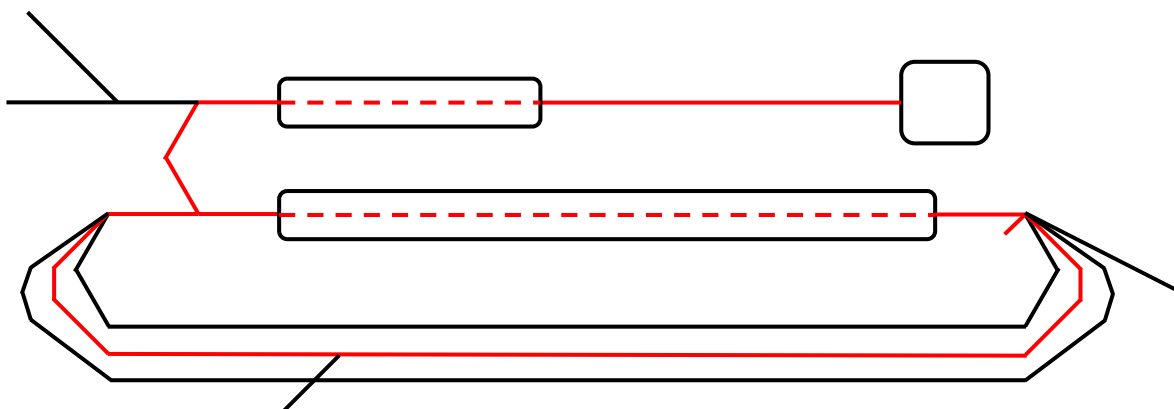


Abbildung 2.2.: Das Schema des einfach rezirkulierenden ERL-Betriebs am S-DALINAC. Entnommen aus [52].

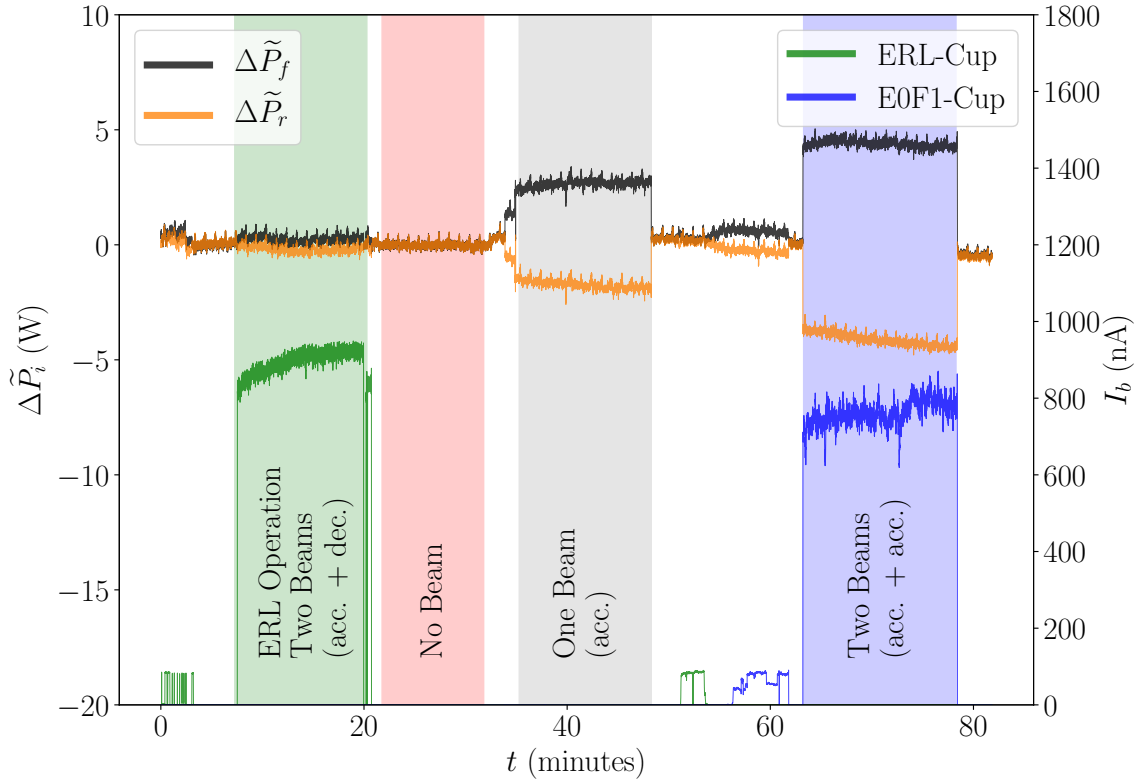


Abbildung 2.3.: Für die Beschleunigung des Strahls benötigte Hochfrequenzleistung der ersten Hauptbeschleuniger-Kavität und gemessener Strahlstrom im ERL-Modus verglichen mit anderen Betriebsmodi. Die fast verschwindende Differenz von eingekoppelter (schwarz) und reflektierter (orange) Leistung im ERL-Modus verglichen mit dem rein beschleunigenden Betrieb zeigt die erfolgreiche Rückgewinnung von Energie aus dem Strahl. Entnommen aus [48].

Dieser Betriebsmodus wurde im August 2017 erfolgreich getestet [48, 49, 53].

Dazu wurde einerseits der Strahlstrom am entsprechenden Faraday-Becher gemessen, aber auch die Hochfrequenzleistung, die in eine Kavität eingespeist wird, bestimmt. Die Messung der Strahlleistung, als Differenz von Vor- und Rücklaufleistung der Hochfrequenz, wurde zusätzlich auch im beschleunigenden einfach rezirkulierenden Betrieb, beim einfachen Hauptbeschleuniger-Durchschuss und ohne Strahl bestimmt. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abb. 2.3 gezeigt. Ohne Strahl wird für die Beschleunigung keine Hochfrequenzleistung benötigt. Beim einfachen Durchschuss war eine gewisse Leistung erforderlich, beim einfachen Rezirkulieren mit zweifacher Beschleunigung etwa das Zweifache dieser Leistung. Im ERL-Betrieb war im Gegensatz dazu die benötigte Leistung sehr klein, was die erfolgreiche Rückgewinnung von Energie aus dem gebremsten Strahl zeigt. Die Effizienz der Energie-Rückgewinnung wurde dabei zu $90,1 \pm 0,3\%$ bestimmt [48]. Die Strahldynamik in diesem Modus wird in Kap. 4.3 weiter erläutert.

Im zweifachen ERL-Modus, der in Abb. 2.4 skizziert ist, wird der Strahl nach dem ersten Hauptbeschleuniger-Durchlauf in die erste Rezirkulation abgelenkt und danach ein weiteres Mal beschleunigt. Darauf folgt der Einschuss in die zweite Rezirkulation, wo über die Weglängen Anpassung auf die entschleunigende Phase gewechselt wird. Im nächsten Hauptbeschleuniger-Durchlauf wird der Strahl also abgebremst, danach durchläuft er wieder die erste Rezirkulation. Da die Phasenverschiebung von 180° bestehen bleibt, werden die Elektronen beim folgenden Durchlauf des Hauptbeschleunigers wie-

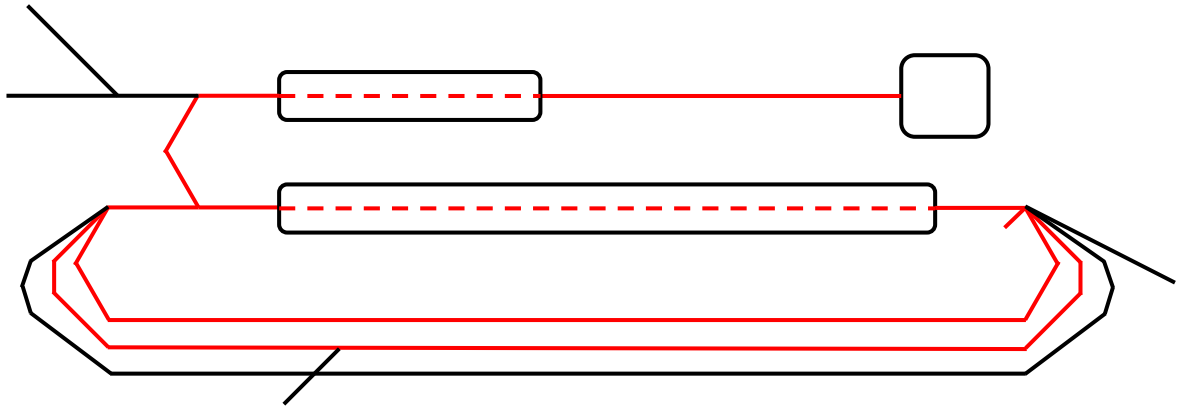


Abbildung 2.4.: Das Schema des zweifach rezirkulierenden ERL-Betriebs am S-DALINAC. Entnommen aus [52].

der abgebremst; sie verlassen den Hauptbeschleuniger mit Injektionsenergie und werden im folgenden Dipolmagneten wie im einfachen ERL-Modus in den Faraday-Becher abgelenkt.

Eine besondere Schwierigkeit in diesem Modus besteht darin, dass sich zwei Strahlen der gleichen Energie gleichzeitig in einer Rezirkulation befinden, die nur in der Phase getrennt sind. Dies verkompliziert die Strahldynamik und -diagnose, da einerseits sämtliche Strahlführungselemente auf beide Strahlen gleichermaßen wirken. Andererseits vernichtet jegliche destruktive Diagnostik den entschleunigten Strahl und kann diesen daher nicht messen. Auch nicht-destruktive Diagnostik muss zwischen beiden Strahlen unterscheiden können. Dies wird daher im Rahmen von [51] weiter untersucht. Eine weitere zentrale Komplikation entsteht aus der Tatsache, dass die Energieänderung in einer Kavität auch von der Eingangsenergie der Teilchen abhängt. Daraus folgt eine leichte Asymmetrie von Be- und Entschleunigung, die aber korrigiert werden muss, damit der Strahl in jedem Strahlführungsabschnitt im Rahmen der Akzeptanz liegt. Die Analyse dieses Problems wird in [54] durchgeführt.

Nach intensiver Forschung wurde erst im Dezember 2019 an der Cornell University der weltweit erste mehrfach rezirkulierende supraleitende ERL realisiert [55]. Allerdings wurden bislang keine technischen Parameter veröffentlicht, die eine genauere Beurteilung dieses Experiments erlauben.



3 Grundlagen

In diesem Kapitel sollen die zum Verständnis dieser Arbeit nötigen Grundlagen vorgestellt werden. Dazu wird zunächst auf die Strahldynamik in Teilchenbeschleunigern eingegangen, bevor die verwendeten Simulationsprogramme erläutert werden. Im Anschluss wird die Diagnose des Elektronenstrahls am S-DALINAC diskutiert, insbesondere die Emittanzmessung.

3.1 Strahldynamik

3.1.1 Geladene Teilchen im elektromagnetischen Feld

Um die Trajektorien der Teilchen in einem Beschleuniger zu berechnen, wird ein spezielles Koordinatensystem genutzt. Es handelt sich um ein Koordinatensystem, das sich mit dem sogenannten Sollteilchen mitbewegt und in dem die Koordinaten aller Teilchen relativ zum Sollteilchen dargestellt werden, wie in Abb. 3.1 gezeigt. Die Sollbahn s als Trajektorie des Sollteilchens stellt dabei eine ideale Flugbahn dar, die durch die Anordnung der Beschleunigerelemente vorgegeben und daher bekannt ist. Für eine umfassende Beschreibung der Teilchenbewegung wird typischerweise ein sechsdimensionaler Phasenraum genutzt. Dieser umfasst drei Raumkoordinaten (x horizontal, y vertikal und z longitudinal), die zwei Winkelkoordinaten $x' = \frac{dx}{ds}$ und $y' = \frac{dy}{ds}$ sowie die relative Impulsabweichung $\frac{\Delta p}{p}$. Ein Teilchen wird also durch den Vektor $(x, x', y, y', z, \frac{\Delta p}{p})^T$ beschrieben. Da außerdem die longitudinale Impulskomponente typischerweise deutlich größer als die transversalen Impulskomponenten ist, können x' und y' in Kleinwinkelnäherung als $\frac{p_x}{p_z}$ bzw. $\frac{p_y}{p_z}$ ausgedrückt werden [4]. Daher sind sie als kanonische Koordinaten geeignet.

Zur Beeinflussung der Teilchenbahn werden in Beschleunigern elektromagnetische Felder genutzt. Auf geladene Teilchen wirkt also die Lorentzkraft

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (3.1)$$

Da insbesondere bei Elektronen typischerweise eine hohe Geschwindigkeit v vorliegt, werden aus technischen Gründen zur Ablenkung oder Fokussierung des Teilchenstrahls magnetische Felder benutzt. Um allerdings einen Energiegewinn zu erreichen, sind elektrische Felder nötig.

Eine einfache und nützliche Methode zur Beschreibung der transversalen Teilchendynamik basiert auf einer linearen Näherung. Das beinhaltet einerseits nur lineare Felder und andererseits nur kleine Abweichungen der Teilchen von der Sollbahn, sodass eine lineare Näherung gerechtfertigt ist. Zusätzlich wird zur Vereinfachung angenommen, dass die Teilchen nicht vertikal abgelenkt werden und die horizontale und vertikale Bewegung entkoppelt sind. Aus diesen Näherungen resultieren die Hill'schen Differentialgleichungen

$$\begin{aligned} x''(z) + \left(\frac{1}{R^2(z)} - k(z) \right) x(z) &= \frac{1}{R(z)} \frac{\Delta p}{p} \\ y''(z) + k(z) y(z) &= 0, \end{aligned} \quad (3.2)$$

die beispielsweise in [56, 57, 4] hergeleitet werden. Dabei sind R der Krümmungsradius der Teilchenbahn und k die Quadrupolstärke (siehe Kap. 3.1.3). Diese sind die grundlegenden Gleichungen der linearen Strahldynamik. Diese Gleichungen werden gelöst durch Ansätze der Form

$$\begin{aligned} x(z) &= C_x(z)x_0 + S_x(z)x'_0 + D(z)\frac{\Delta p}{p_0} \\ y(z) &= C_y(z)y_0 + S_y(z)y'_0. \end{aligned} \quad (3.3)$$

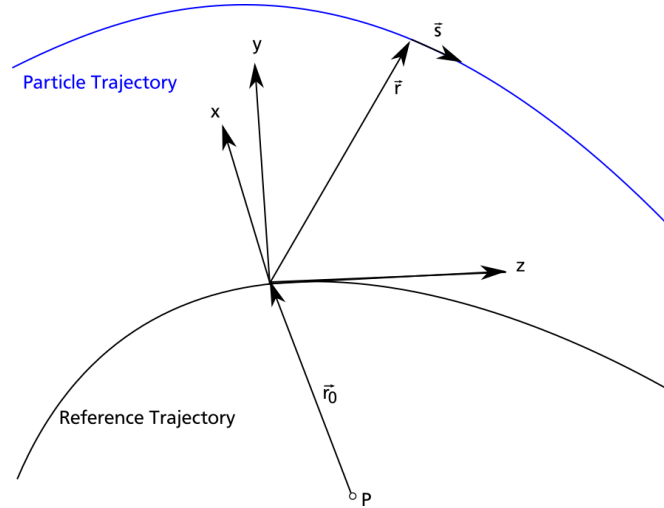


Abbildung 3.1.: Koordinatensystem der Strahldynamik. Die Teilchenkoordinaten werden in einem mitbewegten Koordinatensystem relativ zum Sollteilchen angegeben.

Dabei sind C und S die Cosinus- und Sinusartigen Lösungen sowie D die Dispersion. Diese Funktionen entsprechen den linear unabhängigen Lösungen der homogenen Differentialgleichung sowie einer partikulären Lösung der inhomogenen Differentialgleichung.

Das bedeutet, dass sich die Lösung am Ort z durch eine lineare Transformation, die auf die Koordinaten am Ort 0 angewandt wird, berechnet. Dies lässt sich auch in Form von Matrizen schreiben, wie im folgenden Kapitel erläutert wird.

3.1.2 Matrixformalismus

Um die Transformation aus Gl. (3.3) für den sechsdimensionalen Teilchenvektor zu nutzen, können zunächst durch Differenzieren von Gl. (3.3) die Transformationen von x' und y' berechnet werden. Ergänzt man dies um eine Beschreibung der longitudinalen Dynamik, lässt sich die Matrixgleichung

$$\vec{r} = \begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ z \\ \frac{\Delta p}{p_0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_x & S_x & 0 & 0 & 0 & D \\ C'_x & S'_x & 0 & 0 & 0 & D' \\ 0 & 0 & C_y & S_y & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C'_y & S'_y & 0 & 0 \\ R_{51} & R_{52} & 0 & 0 & 1 & R_{56} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ y_0 \\ y'_0 \\ z_0 \\ \frac{\Delta p}{p_0} \end{pmatrix} = R \vec{r}_0 \quad (3.4)$$

aufstellen. Dabei ist R die Transportmatrix, die den Teilchenvektor \vec{r} zwischen verschiedenen Orten transformiert. Die gezeigte Transportmatrix setzt dabei einen konstanten Teilchenimpuls voraus. In diesem Fall zeichnet sich die Transportmatrix durch eine Determinante von 1 aus.

In Teilchenbeschleunigern ist allerdings typischerweise statt der Trajektorie eines Teilchens das Verhalten eines Teilchenensembles von Interesse. Um ein Ensemble im Phasenraum zu beschreiben, wird häufig die Strahlmatrix σ genutzt [57]. Diese 6×6 -Matrix charakterisiert ein Ellipsoid im sechsdimensionalen Phasenraum, in dem ein gewisser Anteil der Teilchen enthalten ist. Die Transformation der Strahlmatrix kann über

$$\sigma = R \cdot \sigma_0 \cdot R^T \quad (3.5)$$

durchgeführt werden. Zu den wichtigsten Eigenschaften der Strahlmatrix zählt, dass sie symmetrisch ist.

Man kann die Strahlmatrix als aus verschiedenen Untermatrizen zusammengesetzt betrachten. Die Untermatrix für den horizontalen Phasenraum wäre dann beispielsweise

$$\begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{12} & \sigma_{22} \end{pmatrix}. \quad (3.6)$$

Im Fall einer Gaußverteilung der Größen x und x' wäre diese Matrix identisch zu

$$\begin{pmatrix} \langle x^2 \rangle & \langle xx' \rangle \\ \langle xx' \rangle & \langle x'^2 \rangle \end{pmatrix}, \quad (3.7)$$

wobei $\langle \dots \rangle$ den Mittelwert bezeichnet.

Zur Anwendung des Matrixformalismus müssen auch die Transportmatrizen bekannt sein, die die Strahlführungselemente beschreiben. Einige dieser Matrizen werden im folgenden Kapitel aufgeführt, andere können beispielsweise in [57, 4] nachgeschlagen werden. Die Transportmatrix eines Systems aus mehreren Elementen kann durch einfache Multiplikation der Matrizen der einzelnen Elemente bestimmt werden.

3.1.3 Strahlführungselemente

In der Strahlführung eines Teilchenbeschleunigers kommen verschiedene Elemente zum Einsatz. Dazu gehören Kavitäten zur Beschleunigung der Teilchen und Magnete zur Umlenkung und Fokussierung. Relevant sind auch die feldfreien Driftstrecken, in denen sich eine eingangs vorhandene Winkel- oder Impulsabweichung auf die Endposition der Teilchen auswirkt. Die Transportmatrix einer Driftstrecke lautet

$$R_{\text{Drift}} = \begin{pmatrix} 1 & l & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & l & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & l/\gamma^2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

mit der Länge l der Driftstrecke und dem relativistischen Faktor γ .

Bei der Nutzung von Magneten lassen sich die vorhandenen Felder durch eine Reihenentwicklung ausdrücken. Diese Entwicklung ist möglich, da die Ausdehnung des Strahls im Beschleuniger klein im Vergleich zu den verwendeten Magneten ist. Führt man eine Taylorentwicklung des Terms $\frac{e}{p}B_y$ durch, so ergibt sich

$$\begin{aligned} \frac{e}{p}B_y(x) &= \frac{e}{p}B_{y0} + \frac{e}{p}\frac{dB_y}{dx}x + \frac{1}{2!}\frac{e}{p}\frac{d^2B_y}{dx^2}x^2 + \dots \\ &= \frac{1}{R} + kx + \frac{1}{2!}mx^2 + \dots \end{aligned} \quad (3.9)$$

Dabei sind R und k wie in Gl. (3.2) Krümmungsradius und Quadrupolstärke, m bezeichnet die Sextupolstärke. In Gl. (3.9) entsprechen die einzelnen Summanden den Feldern reiner Multipolmagnete, daher wird diese Gleichung auch als Multipolentwicklung bezeichnet. Basierend auf dieser Reihenentwicklung kann jedes magnetische Feld in die jeweiligen Multipolkomponenten zerlegt werden.

Eine Vereinfachung, die für die Berechnung von Transportmatrizen von Magneten typischerweise verwendet wird, ist die Definition einer magnetischen Länge. In dieser Näherung wird das longitudinale Magnetfeldprofil so vereinfacht, dass ein Rechteckprofil angenommen wird, wie in Abb. 3.2 skizziert ist. Damit wird zwar der stetige Anstieg und Abfall des Magnetfeldprofils am Rand des Magneten vernachlässigt, allerdings ist nach der Definition des Rechteckprofils über einen Flächenausgleich ein in beiden Darstellungen übereinstimmender Gesamteffekt des Magneten zu erwarten.

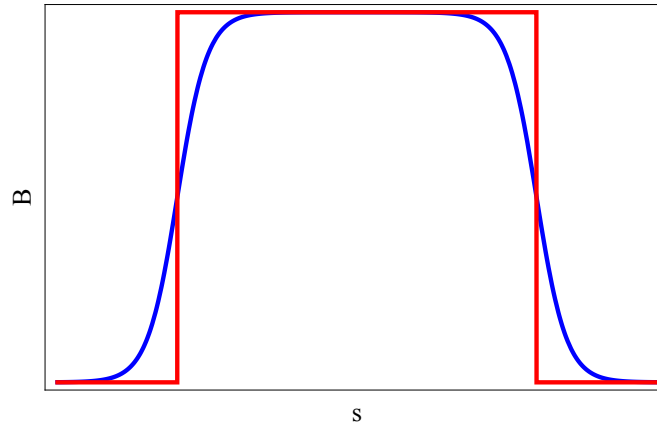


Abbildung 3.2.: Der reale Feldverlauf eines Magneten in longitudinaler Richtung s (blau) wird angenähert durch ein Rechteckprofil (rot).

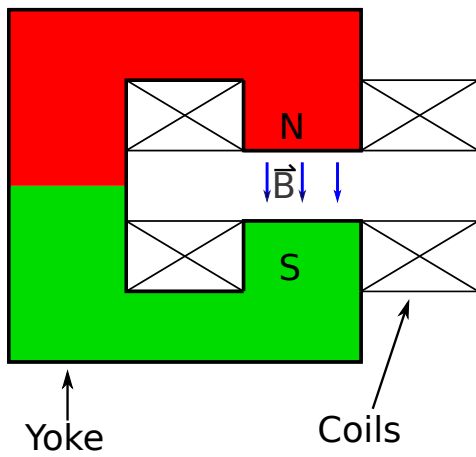


Abbildung 3.3.: Schematischer Aufbau eines Dipolmagneten.

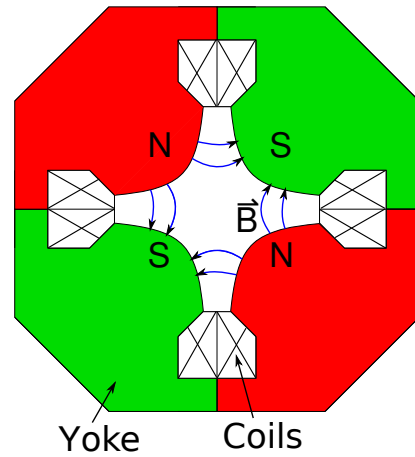


Abbildung 3.4.: Schematischer Aufbau eines Quadrupolmagneten.

Für die Strahlführung am S-DALINAC sind Dipol- und Quadrupolmagnete die wichtigsten Magnettypen. Dipolmagnete werden dabei zur Ablenkung des Strahls genutzt, da sie ein homogenes Feld besitzen, was einen Teilchenstrahl auf eine Kreisbahn lenkt. Ein typischer, schematischer Aufbau eines Dipolmagneten ist in Abb. 3.3 gezeigt. Durch parallele Polschuhflächen und einen geringen Abstand der Polschuhe kann ein näherungsweise homogenes Feld erreicht werden. Verläuft die Sollbahn der Teilchen senkrecht zu Ein- und Austrittskante des magnetischen Feldes, lässt sich die Transportmatrix eines Dipolmagneten mit magnetischer Länge L und Krümmungsradius R durch

$$R_{\text{Dipol}} = \begin{pmatrix} \cos(\frac{L}{R}) & R \sin(\frac{L}{R}) & 0 & 0 & 0 & R(1 - \cos(\frac{L}{R})) \\ -\frac{1}{R} \sin(\frac{L}{R}) & \cos(\frac{L}{R}) & 0 & 0 & 0 & \sin(\frac{L}{R}) \\ 0 & 0 & 1 & L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\sin(\frac{L}{R}) & -R(1 - \cos(\frac{L}{R})) & 0 & 0 & 1 & L/\gamma^2 - R(\frac{L}{R} - \sin(\frac{L}{R})) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

ausdrücken. Der Ablenkwinkel α kann über $\alpha = L/R$ bestimmt werden [4]. Für andere Winkel zwischen Sollbahn und den Kanten des magnetischen Feldes ist eine Ersetzung von R_{Dipol} durch $R_{\text{Austritt}} \cdot R_{\text{Dipol}} \cdot R_{\text{Eintritt}}$ ausreichend. Die Matrizen $R_{\text{Austritt, Eintritt}}$, die die sogenannten Kantenwinkel beschreiben, können in [4] nachgelesen werden.

In Quadrupolmagneten steigt das Magnetfeld linear mit der transversalen Entfernung vom Mittelpunkt des Magneten an. Quadrupolmagnete werden über den Gradient $g = dB_y/dx$ charakterisiert und zur Fokussierung von Teilchenstrahlen genutzt, da ihr Feld weiter außen fliegende Teilchen stärker ablenkt als Teilchen, die sich Nahe am Zentrum befinden. In Abb. 3.4 ist der typische Aufbau eines Quadrupolmagneten skizziert. Um ein lineares Feld zu erreichen, sind die Polschuhe hyperbolisch geformt. Durch ihren Aufbau können Quadrupolmagnete einen Teilchenstrahl allerdings immer nur in einer Dimension fokussieren, in der anderen transversalen Ebene wirkt der Quadrupolmagnet defokussierend. Durch die Nutzung von mehreren Quadrupolmagneten unterschiedlicher Polarität kann allerdings eine Fokussierung in beiden Ebenen erreicht werden. Für einen horizontal fokussierenden Quadrupolmagnet mit magnetischer Länge L und Quadrupolstärke k berechnet sich die Transportmatrix zu

$$R_{\text{Quadr., x-fok.}} = \begin{pmatrix} \cos \sqrt{|k|}L & \frac{\sin \sqrt{|k|}L}{\sqrt{|k|}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\sqrt{|k|} \sin \sqrt{|k|}L & \cos \sqrt{|k|}L & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cosh \sqrt{|k|}L & \frac{\sinh \sqrt{|k|}L}{\sqrt{|k|}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{|k|} \sinh \sqrt{|k|}L & \cosh \sqrt{|k|}L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & L/\gamma^2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3.11)$$

wobei $k = ge/p$ gilt. Für einen vertikal fokussierenden Quadrupolmagnet müssen lediglich der horizontale und vertikale Block der Matrix getauscht werden.

3.1.4 Emittanz

Eine der zentralen Größen zur Beschreibung der Teilchenverteilung in einem Beschleuniger ist die Emittanz. Die Emittanz wird als ein Maß für die Qualität eines Teilchenstrahls verwendet. Ein wesentlicher Grund dafür ist, dass sie bei konservativen Kräften erhalten ist.

Im Allgemeinen beschreibt die Emittanz ein Phasenraumvolumen. Gemäß dem Satz von Liouville gilt bei konservativen Kräften eine Erhaltung von Phasenraumvolumina. Typischerweise wird die Emittanz eines zweidimensionalen Unterraums des sechsdimensionalen Phasenraumes des Teilchenstrahls betrachtet. Es existieren also eine horizontale, eine vertikale und eine longitudinale Emittanz, die als voneinander unabhängig betrachtet werden.

Ausgehend von der in Kap. 3.1.2 eingeführten Strahlmatrix können die verschiedenen Emittanzen aus den Untermatrizen der Strahlmatrix bestimmt werden. Die zweidimensionale Projektion des sechsdimensionalen Phasenraumellipsoids ist ihrerseits eine Ellipse.

Die Emittanz ϵ folgt aus dem Volumen $V = \pi\epsilon$ der Phasenraumellipse. Die Emittanz kann aus der Strahlmatrix über

$$\epsilon = \sqrt{\det \sigma} \quad (3.12)$$

berechnet werden. Für die horizontale Emittanz folgt damit also

$$\epsilon_x = \sqrt{\sigma_{11}\sigma_{22} - \sigma_{12}^2}, \quad (3.13)$$

für die anderen Emittanzen sind die zugehörigen Strahlmatrixelemente zu verwenden.

Eine bekannte Änderung der Emittanz tritt durch die nicht-konservativen Kräfte bei einer Beschleunigung der Teilchen auf. Da dieser Effekt aber bekannt ist, kann er durch die Definition der normierten Emittanz ϵ_n berücksichtigt werden. Die normierte Emittanz ist definiert über

$$\epsilon_n = \beta\gamma\epsilon \quad (3.14)$$

und auch bei einer Energieänderung der Teilchen erhalten. Verringerungen der normierten Emittanz können nur durch Strahlverlust verursacht werden. Einige Ursachen für Emittanzwachstum sind im folgenden Abschnitt aufgeführt.

Emittanzwachstum

Obwohl die normierte Emittanz oft als Erhaltungsgröße betrachtet wird, gibt es eine Vielzahl von Effekten, die sie vergrößern. Dieses Kapitel soll nur eine Übersicht bieten, ausführlichere Beschreibungen finden sich beispielsweise in [58, 59].

Kopplungen von zweidimensionalen Unterräumen

Eine erste Gruppe solcher Effekte resultiert aus Kopplungen der zweidimensionalen Unterräume des sechsdimensionalen Phasenraumes. In diesen Fällen bleibt die sechsdimensionale Emittanz erhalten, daher können diese Effekte auch korrigiert werden [60]. Dies gilt allerdings nur, solange keine Filamentation im Phasenraum auftritt, die typischerweise durch unterschiedliche Geschwindigkeiten der Betatronschwingung im Phasenraum verursacht wird.

In diese Kategorie fallen zunächst Kopplungen des longitudinalen Phasenraumes mit den transversalen Phasenräumen. Beispiele für diese Kopplungen sind dispersive Fehler, transversale Wakefields und ablenkende Effekte der Kavitäten. Dabei können ein dezentrales Durchqueren von Quadrupolmagneten die dispersiven Fehler verursachen, ein Versatz der Kavitäten führt zu Wakefields und Ablenkung dort [60]. Eine Kopplung der beiden transversalen Phasenräume kann vor allem durch eine Rotation von Quadrupolmagneten um die Längsachse entstehen.

Besonders erwähnt werden soll hier, dass bereits die dispersive Aufweitung des Strahls an sich zunächst zu einer Emittanzvergrößerung führt. Allerdings bleibt die Korrelation von Impuls und Ort bestehen, sodass am Ende der dispersiven Sektion auch die Emittanz wieder auf ihren ursprünglichen Wert sinkt. Daher wird in Kap. 4 häufig die um dispersive Beiträge korrigierte Emittanz dargestellt, die bereits von *elegant* berechnet wird.

Fluktuationen

Eine weitere Quelle für Emittanzwachstum sind Fluktuationen im Strahl [60]. Diese können beispielsweise von Rauschen im Hochfrequenzsystem, aber auch von mechanischen Bewegungen der Magnete verursacht werden. Die mechanischen Bewegungen selbst resultieren unter anderem aus Vibrationen der Strahlführung, die von Pumpen verursacht werden können, aber auch aus seismischen Bewegungen des Erdbodens [60].

Nichtlineare Felder

In den Magneten der Strahlführung treten im Allgemeinen auch Magnetfeldkomponenten höherer Ordnung auf. Auch diese Terme tragen zum Wachstum der Emittanz bei [61, 62]. Insbesondere nichtlineare Felder führen zu einer Deformation des Phasenraums, da der transversale Kick auf ein Teilchen nicht mehr proportional zu seiner Position ist.

Injektionsfehler

Außerdem ist gerade die Injektion eines Strahls anfällig für Emittanzvergrößerungen. Dabei kann ein sogenanntes *mismatch* auftreten, also eine fehlerhafte Anpassung des injizierten Strahls an die folgende Strahlführung. Das *mismatch* kann dabei räumlich, aber auch in der Dispersion auftreten. Es führt zu einer Oszillation um den idealen Orbit, die auch hier zur Filamentation des Phasenraums führt [58, 60].

Kollektive Effekte

Auch kollektive Effekte sind für die Emittanz von großer Bedeutung, wenn eine entsprechend hohe Pulsladung vorliegt. So kann es aufgrund von Raumladungseffekten zu einer Emittanzvergrößerung kommen [58].

Synchrotronstrahlung

Als letztes Beispiel soll noch die Synchrotronstrahlung genannt werden, die gerade in hochenergetischen Beschleunigern zu einer Emittanzvergrößerung führen kann [63].

3.1.5 Transversales Beam Break-Up

Als transversales Beam Break-Up (BBU) wird eine Instabilität bezeichnet, die den maximal möglichen Strahlstrom begrenzt. Da BBU vorwiegend in supraleitenden rezirkulierenden Linearbeschleunigern auftritt, ist diese Instabilität auch für den S-DALINAC von Bedeutung.

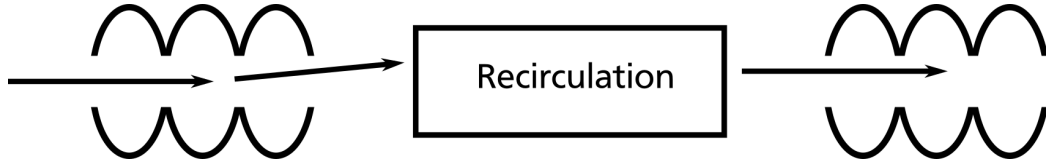


Abbildung 3.5.: Schematische Skizze von BBU. Der Strahl wird in einer Kavität durch eine HOM abgelenkt. Nach der Rezirkulation führt diese Ablenkung im Allgemeinen zu einem Versatz des Strahls beim erneuten Durchlaufen der Kavität, was zur Verstärkung der HOM führt.

BBU entsteht, wenn eine Mode höherer Ordnung (Higher Order Mode, HOM) in einer Kavität angeregt wird. Dieses Verhalten wird beispielsweise in [64, 65] ausführlicher diskutiert. Die angeregte Mode führt zu einer Ablenkung des Strahls, welche nach der Rezirkulation im Allgemeinen einen Versatz des Strahls zur Sollachse nach sich zieht, wie in Abb. 3.5 skizziert ist. Beim erneuten Durchqueren der Kavität kann der versetzte Strahl die HOM verstärken, wodurch ein positives Feedback entsteht. Dieser Verstärkung der HOM entgegen wirkt allerdings ihr natürlicher Zerfall. Die Störung durch die Mode wächst also nur dann, wenn das positive Feedback stärker als der natürliche Zerfall ist. Da das Feedback insbesondere vom Strahlstrom abhängt, gibt es einen Grenzstrom, oberhalb dessen die HOM verstärkt wird, bis die gleichzeitig wachsende Ablenkung des Strahls zum Strahlverlust führt.

Dieser Grenzstrom hängt von verschiedenen Faktoren ab. Für einen n-fach rezirkulierenden Beschleuniger wurde der Grenzstrom in [66] zu

$$I_{th,n} = \frac{\gamma_i^*}{KQ_L} \left\{ \sum_{s=2}^n \sum_{r=1}^{s-1} R_{12}^{rs} \left[\frac{\gamma_i^*}{\gamma_i^* + (r-1)\gamma_0} \right] \sin(\delta_{s-1} - \delta_{r-1}) \right\}^{-1} \quad (3.15)$$

bestimmt. Dabei ist γ_i^* die Strahlenergie des injizierten Strahls in der Mitte der ersten Hauptbeschleuniger-Kavität sowie γ_0 der Energiegewinn pro Hauptbeschleuniger-Durchlauf, K bestimmt sich aus dem Feldintegral der HOM, Q_L ist die belastete Güte, R_{12}^{rs} ist das Transportmatrixelement von Hauptbeschleuniger-Durchlauf r zu Durchlauf s und δ die Phase des Strahls relativ zu der angeregten Mode.

Eine große Bedeutung für den Grenzstrom haben natürlich die Eigenschaften der HOM, aber auch die Strahloptik hat einen Einfluss. Veränderungen in diesen Bereichen können demnach auch genutzt werden, um den Grenzstrom zu erhöhen. Zunächst kann das Hochfrequenzsystem im Hinblick auf BBU optimiert werden, sodass entweder in der Kavität wenige HOMs entstehen können oder beispielsweise durch zusätzliche HOM-Koppler die entstehenden Moden aus der Struktur extrahiert werden. Dies entspricht einer Verringerung von Q_L in Gl. (3.15). Eine andere Möglichkeit ist die Verwendung der Strahloptik in den Rezirkulationen. Dadurch soll erreicht werden, dass für eine gegebene Ablenkung durch die HOM der Versatz des wiedereintretenden Strahls in der Kavität minimiert wird. Der Zusammenhang zwischen einer horizontalen Ablenkung und dem resultierenden Versatz wird durch das Transportmatrixelement R_{12} beschrieben (analog R_{34} für eine vertikale Ablenkung). Um R_{12} zu minimieren, gibt es verschiedene Möglichkeiten. Eine Veränderung der Fokussierung kann R_{12} zwar auf Null reduzieren, allerdings nur an wenigen Punkten entlang des Hauptbeschleunigers [67]. Alternativ wurde eine Erhöhung der Chromatizität vorgeschlagen [68, 69], dies führt aber zu einer problematischen Erhöhung der Emittanz [70, 71]. Auch eine Kopplung der transversalen Phasenräume kann zur strahloptischen Unterdrückung von BBU genutzt werden. Einerseits kann dazu eine sogenannte Reflektor-Optik genutzt werden, bei der R_{12} und R_{34} unterschiedliche Vorzeichen haben. Andererseits kann auch eine Rotation des Strahls durchgeführt werden, die sich dadurch auszeichnet, dass die transversalen Diagonalblöcke der Transportmatrix (vgl. Gl. (3.4)) Null sind:

$$R = \begin{pmatrix} 0 & 0 & R_{13} & R_{14} \\ 0 & 0 & R_{23} & R_{24} \\ R_{31} & R_{32} & 0 & 0 \\ R_{41} & R_{42} & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.16)$$

Weitere Details zu diesen Techniken können in [67] nachgelesen werden. Einige Ergebnisse der experimentellen Untersuchung von BBU am S-DALINAC wurden bereits in [72, 73, 74] veröffentlicht. Sie werden in Kap. 6.4 zusammen mit neueren Untersuchungen diskutiert.

3.2 Simulationsprogramme

Für die praktische Durchführung von Analysen der Strahldynamik sind Simulationsprogramme ein wichtiges Hilfsmittel. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zur Simulation der Strahldynamik vor allem ASTRA und *elegant* verwendet. Diese Programme sollen daher in Kap. 3.2.1 und 3.2.2 kurz vorgestellt werden. Neben den Simulationen zur Strahldynamik sind weitere Simulationen zu verschiedenen Bereichen durchgeführt worden. Das Programm CST Studio Suite bietet dabei eine große Vielfalt an Simulationsmöglichkeiten und kam daher im Laufe dieser Arbeit in verschiedenen Kontexten zum Einsatz. Daher werden in Kap. 3.2.3 auch die wesentlichen Fähigkeiten dieses Programms erläutert.

3.2.1 ASTRA

Das Programm ASTRA [75] (A Space Charge Tracking Algorithm) ist auf das Berechnen von Teilchen trajektorien in der Gegenwart von Raumladungseffekten ausgelegt. Es wurde am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY programmiert und wird dort auch kontinuierlich weiterentwickelt sowie kostenlos zur Verfügung gestellt.

Bei ASTRA handelt es sich genau genommen um ein Paket verschiedener Programme, deren Zusammenspiel erst den vollen Funktionsumfang bietet. Dieses Paket beinhaltet zunächst das Programm *generator*, das zum Erstellen von Teilchenpaketen genutzt wird. Diese Pakete können durch eine Vielzahl von Parametern charakterisiert werden. Das umfasst neben grundlegenden Parametern wie Teilchenspezies, -energie und Ausdehnung der Teilchenverteilung auch die Möglichkeit, verschiedene Verteilungstypen zu nutzen oder Korrelationen einzuführen. Dadurch lässt sich die Teilchenverteilung, die als Eingangsgröße für die Strahldynamiksimulation genutzt wird, sehr detailliert charakterisieren.

Diese Strahldynamiksimulation selbst wird im Programm ASTRA durchgeführt. Dieses liest eine Teilchenverteilung ein und berechnet die Trajektorien dieser Teilchen in Gegenwart von äußeren Feldern und Raumladungseffekten. Die Berechnung der Trajektorien erfolgt dabei über eine numerische Integration. Da auch komplexe Felder, wie sie beispielsweise im Chopper des S-DALINAC vorliegen, eingefügt und deren Effekt auf den Strahl simuliert werden kann, bietet ASTRA umfassende Möglichkeiten, den Strahltransport zu simulieren. Das Programm ermöglicht darüber hinaus auch den Scan verschiedener Parameter oder die Optimierung der Strahlführung in Bezug auf eine Zielgröße. Ein Nachteil von ASTRA besteht in der Nutzung eines globalen Koordinatensystems, wodurch die Rotation des Koordinatensystems bei Ablenkung des Sollteilchens unterbleibt. Dies ist problematisch im Fall von Ablenkungen gegenüber der ursprünglichen Sollachse, wie das beispielsweise in Bögen der Fall ist. Daher wird ASTRA am S-DALINAC nur für gerade Strecken genutzt, vor allem für den Injektor.

Die Steuerung von ASTRA erfolgt über eine Befehlsdatei, in der auch die Positionen und Eigenschaften der Strahlführungselemente beschrieben werden.

Bei den letzten Programmen, die im Programm-Paket ASTRA enthalten sind, handelt es sich um Programme zur Visualisierung der berechneten Ergebnisse. Die Ergebnisse liegen zunächst in Form von Textdateien vor. Mittels dieser Visualisierungs-Programme kann der Nutzer sie graphisch veranschaulichen. Dabei wird das Programm *fieldplot* genutzt, um elektrische und magnetische Felder darzustellen, *lineplot* zeigt den Verlauf verschiedener Strahlparameter entlang der Strahlführung an. *postpro* schließlich ermöglicht eine Darstellung der Phasenräume des Strahls.

3.2.2 *elegant*

Für diese Arbeit wurde auch das Strahldynamikprogramm *elegant* [76] (ELEctron Generation AND Tracking) genutzt. Dieses Programm wird am Argonne National Laboratory entwickelt. Es erstellt Teilchenpakete und berechnet deren Bewegung durch eine Strahlführung, dabei ist es nicht auf Elektronen

beschränkt. In diesem Programm sind Rechnungen im Matrixformalismus möglich, aber es ermöglicht auch Rechnungen höherer Ordnung oder numerische Integration von Trajektorien. *elegant* kann dabei die Teilchenpakete selbst erzeugen oder einlesen, für die Simulation der weiteren Strahlführung bietet es eine Vielzahl von vordefinierten Strahlführungselementen an. Deren Parameter können auch variiert oder als Optimierungsvariablen genutzt werden, ebenso ist eine Untersuchung zufälliger Fehler möglich. Der Funktionsumfang von *elegant* umfasst auch eine Auswahl von kollektiven Effekten, im Gegensatz zu ASTRA allerdings keine umfassende Berechnung von Raumladungseffekten. Da außerdem *elegant* bei niederenergetischen Teilchen in Kavitäten limitiert ist, ist für den Injektor des S-DALINAC ASTRA zu bevorzugen. *elegant* hat allerdings deutliche Geschwindigkeitsvorteile, und die Berechnung beliebiger Ablenkungen inklusive Drehung des Koordinatensystems ist implementiert. Daher bietet es sich an, *elegant* für Simulationen der Strahlführung beginnend hinter dem supraleitenden Injektor zu nutzen. Da auch die Möglichkeit existiert, die von ASTRA ausgegebenen Teilchenverteilungen für *elegant* zu konvertieren, können diese beiden Programme den gesamten Beschleuniger abdecken. *elegant* kommt ohne eine graphische Oberfläche aus. Zur Ausführung des Programms sind eine Strahlführungsdatei und eine Befehlsdatei nötig. Datenausgabe und -visualisierung werden von einer Vielzahl von Hilfsprogrammen übernommen. Die vorhandenen Hilfsprogramme umfassen neben der Darstellung von Daten beispielsweise auch Funktionsanpassungen, das Erstellen von Histogrammen sowie sogar die Emittanzbestimmung aus den Daten eines Quadrupol-Scans. Grundsätzlich ist *elegant* dabei auf eine Steuerung durch Skripte ausgelegt, die auch die Datenverarbeitung steuern können. Dadurch kann auch eine komplizierte Datenauswertung schnell und automatisiert erfolgen.

3.2.3 CST Studio Suite

Bei dem Programm CST Studio Suite [77] handelt es sich um ein kommerzielles Programm der Firma Dassault Systèmes, das hauptsächlich der Simulation elektromagnetischer Systeme dient. Das Programm ist als ein Paket von verschiedenen Simulationsprogrammen angelegt, die innerhalb der gleichen Benutzeroberfläche verfügbar sind und die auch gekoppelt werden können. Die Möglichkeiten von CST Studio Suite umfassen dabei neben der Simulation von elektromagnetischen Feldern, beispielsweise im Eigenmode Solver, auch Teilchenttracking und thermische Simulationen. Die Rechnungen basieren auf einer Unterteilung des Raums durch ein virtuelles Gitter, in dessen Zellen dann die entsprechenden Feld- oder Bewegungsgleichungen gelöst werden, beispielsweise die sogenannte Finite Elemente Methode (FEM). In dieser Arbeit wurde CST Studio Suite zum einen genutzt, um für das Design der OTR-Targets (siehe Kap. 5.3) Simulationen der thermischen Eigenschaften der Targets anzustellen. Zum anderen basieren alle Strahldynamiksimulationen des Injektors auf einer Berechnung der Teilchenverteilung der thermionischen Elektronenquelle sowie auf einer Simulation der Feldverteilung der Chopperkavität in CST Studio Suite.

3.3 Strahldiagnose

Da eine große Anzahl verschiedener Parameter des Teilchenstrahls bestimmt werden muss, sind ebenso vielfältige Möglichkeiten zur Strahldiagnose nötig. Neben einer Messung des Strahlprofils, das für die Emittanzmessung nötig ist, stehen am S-DALINAC beispielsweise Phasenmonitore zur zerstörungsfreien Phasenmessung, Faraday-Becher für die Strahlstrommessung oder Polarimeter zur Bestimmung der Spinpolarisation zur Verfügung.

Für diese Arbeit zentral ist die Bestimmung der Strahlgröße, die aus dem Profil des Strahls abgeleitet wird. Sie wird typischerweise über die Anpassung einer Normalverteilung bestimmt. Das Strahlprofil kann am S-DALINAC über verschiedene Methoden gemessen werden. Eine sehr häufig eingesetzte Option sind Leuchtschirme aus Berylliumoxid, einem szintillierenden Material. Dieses leuchtet, wenn es vom Elektronenstrahl getroffen wird. Beobachtet man das Target über eine Kamera, liefert das Kamerabild ein zweidimensionales Abbild des Strahlflecks. Eine andere Möglichkeit, die auch bereits für Emittanzmessungen eingesetzt wurde [78], stellt ein Drahtscanner dar. Dieser wird durch den Strahl gefahren und misst dabei den auf zwei Drähten deponierten Strom. Dabei sind die Drähte so angebracht, dass

sie die horizontale beziehungsweise vertikale Projektion des Strahlprofils abtasten. Diese Technik konnte am S-DALINAC nur im normalleitenden Injektor genutzt werden, da bei höheren Energien die Elektronen vom Draht nicht gestoppt werden können. Trotzdem können Drahtscanner auch in diesem Fall zur Strahlprofilmessung genutzt werden, indem mit Teilchendetektoren außerhalb der Vakuumkammer der vom Draht induzierte Strahlverlust bestimmt wird [79]. Als letzte Methode zur Messung des Strahlprofils kommen am S-DALINAC sogenannte OTR-Targets zum Einsatz. Diese basieren auf optischer Übergangsstrahlung (Optical Transition Radiation, OTR) und können wie die Leuchtschirme aus Berylliumoxid mittels einer Kamera ein Bild des Strahlflecks liefern.

3.3.1 Emittanzmessung

Bei der Messung der transversalen Emittanz handelt es sich am S-DALINAC um eine indirekte Messung. Die Emittanz wird nach Gl. (3.12) durch die Elemente der Strahlmatrix bestimmt. Deren Messung basiert auf der linearen Strahloptik (vgl. Gl. (3.5)). Eine Technik, mit der diese Strahlmatrixelemente bestimmt werden können, ist der Quadrupol-Scan. Dieser basiert auf wiederholten Messungen der Strahlgröße bei variabler Quadrupolstärke, wie es in Abb. 3.6 skizziert ist. Im Allgemeinen ist eine solche Messung durch eine Variation der Transportmatrix möglich, also können alternativ auch beispielsweise ein Solenoid oder Quadrupol-Paar genutzt werden. Aus dieser Messung resultiert ein Satz von Strahlgrößen, für die jeweils die zugehörige Transportmatrix berechnet werden muss. Daraus kann gefolgert werden, welche Werte die Strahlmatrix und damit die Emittanz am Anfang des betrachteten strahloptischen Systems annehmen. Die gemessene Strahlgröße $\sigma_{11,\text{meas}}$ berechnet sich nach Gl. (3.5) über

$$\sigma_{11,\text{meas}} = R_{11}^2 \sigma_{11,\text{initial}} + 2R_{11}R_{12}\sigma_{12,\text{initial}} + R_{12}^2 \sigma_{22,\text{initial}} \quad (3.17)$$

Eine Möglichkeit, die Emittanz analytisch aus einer Parabel-Anpassung zu berechnen, bietet die Näherung des Quadrupols als dünne Linse. In diesem Fall ist die Transportmatrix

$$R_{\text{ges, Linse}} = \begin{pmatrix} 1 + lK & l \\ K & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ K & 1 \end{pmatrix} = R_{\text{drift}} R_{\text{Linse}} \quad (3.18)$$

mit Driftstrecke der Länge l und einem Quadrupol, der über die Brechkraft $K = kL$ definiert wird, wobei L die Länge und k die Stärke des Quadrupols bezeichnet. Gleichung (3.17) geht damit über in die Form

$$\sigma_{11,\text{meas}} = (1 + lK)^2 \sigma_{11,\text{initial}} + 2(1 + lK)l\sigma_{12,\text{initial}} + l^2 \sigma_{22,\text{initial}} \quad (3.19)$$

$$= l^2 \sigma_{11} K^2 + 2(l\sigma_{11} + l^2 \sigma_{12})K + \sigma_{11} + 2l\sigma_{12} + l^2 \sigma_{22} \quad (3.20)$$

Aus dieser Gleichung folgt eine quadratische Abhängigkeit der gemessenen Strahlgröße von der Quadrupolbrechkraft. Durch die Anpassung einer Parabel, die über [80, 81]

$$\sigma_{11}(k) = a(k - b)^2 + c \quad (3.21)$$

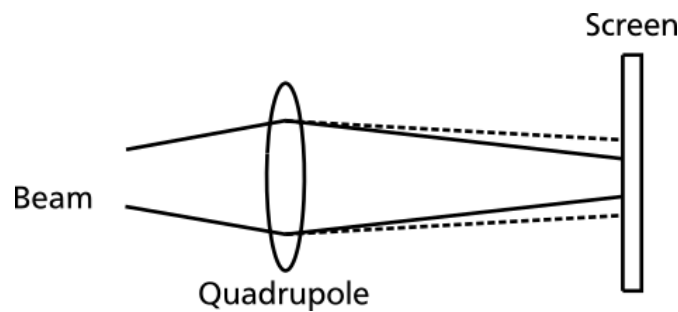


Abbildung 3.6.: Schematische Darstellung eines Quadrupol-Scans. Auf dem Schirm wird die Strahlgröße für verschiedene Quadrupoleinstellungen gemessen.

parametrisiert ist, kann aus den Fitparametern a, b, c die Strahlmatrix bestimmt werden. Durch Koeffizientenvergleich folgt

$$a = l^2 \sigma_{11} \quad (3.22)$$

$$-ab = l \sigma_{11} + l^2 \sigma_{12} \quad (3.23)$$

$$ab^2 + c = \sigma_{11} + 2l \sigma_{12} + l^2 \sigma_{22}, \quad (3.24)$$

dieses Gleichungssystem kann nach den Strahlmatrixelementen aufgelöst werden. Es folgt

$$\sigma_{11} = a/l^2 \quad (3.25)$$

$$\sigma_{12} = -a/l^2 \cdot (b + 1/l) \quad (3.26)$$

$$\sigma_{22} = 1/l^2(ab^2 + c + a/l^2 + 2ab/l) \quad (3.27)$$

und daraus wiederum nach Gl. (3.12) die Emittanz als

$$\epsilon = \sqrt{\sigma_{11}\sigma_{22} - \sigma_{12}^2} = \frac{\sqrt{ac}}{l^2}. \quad (3.28)$$

Dies bietet eine sehr einfache Möglichkeit, aus Messergebnissen schnell die Emittanz zu berechnen. Allerdings ist die Näherung eines Quadrupols als dünne Linse nicht immer gerechtfertigt [57]. Für eine genauere und allgemein gültige Berechnung kann die Matrixdarstellung eines Quadrupols (Gl. (3.11)) verwendet werden. In diesem Fall berechnet sich die Transportmatrix zu

$$R_{\text{ges}} = \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{|k|}L) - l\sqrt{|k|}\sin(\sqrt{|k|}L) & \frac{\sin(\sqrt{|k|}L)}{\sqrt{|k|}} + l\cos(\sqrt{|k|}L) \\ -\sqrt{|k|}\sin(\sqrt{|k|}L) & \cos(\sqrt{|k|}L) \end{pmatrix}. \quad (3.29)$$

Folglich ist

$$\sigma_{11,\text{meas}} = f_{11}(k)\sigma_{11,\text{initial}} + f_{12}(k)\sigma_{12,\text{initial}} + f_{22}(k)\sigma_{22,\text{initial}} \quad (3.30)$$

mit

$$\begin{aligned} f_{11}(k) &= (\cos(\sqrt{|k|}L) - l\sqrt{|k|}\sin(\sqrt{|k|}L))^2 \\ f_{12}(k) &= 2(\cos(\sqrt{|k|}L) - l\sqrt{|k|}\sin(\sqrt{|k|}L)) \cdot \left(\frac{\sin(\sqrt{|k|}L)}{\sqrt{|k|}} + l\cos(\sqrt{|k|}L) \right) \\ f_{22}(k) &= \left(\frac{\sin(\sqrt{|k|}L)}{\sqrt{|k|}} + l\cos(\sqrt{|k|}L) \right)^2. \end{aligned} \quad (3.31)$$

Da in Gl. (3.30) somit die gemessenen Strahlgrößen und die Funktionen $f_{ij}(k)$ bekannt sind, können die Eingangs-Strahlmatrixelemente nun über eine Anpassung als Funktion von k bestimmt werden. Daraus folgt schließlich die Emittanz.

Eine Bestimmung der vertikalen Emittanz erfolgt analog, in Gl. (3.17) muss lediglich eine Ersetzung der Indizes $1 \rightarrow 3$ und $2 \rightarrow 4$ vorgenommen werden.

3.3.2 Optische Übergangsstrahlung

Nach den Überlegungen, die in Kap. 5.1 vorgestellt werden, sollen für die Emittanzmessungen OTR-Targets verwendet werden. Daher soll hier das Prinzip von OTR erläutert werden, das Targetdesign wird in Kap. 5.3 diskutiert.

Die Entstehung von Übergangsstrahlung wurde bereits 1946 von Ginzburg und Frank vorhergesagt [82], die experimentelle Nutzung für die Strahldiagnose folgte erst wesentlich später durch Wartski [83], ist aber inzwischen weit verbreitet. Übergangsstrahlung wird im Allgemeinen emittiert, wenn ein geladenes Teilchen sich in einem inhomogenen Medium bewegt [84]. Für diese Arbeit ist zunächst nur der Spezialfall relevant, dass es sich um einen Übergang von einem Medium in ein Anderes handelt, wobei die unterschiedliche Permittivität der Medien die Inhomogenität darstellt. Beim Überqueren der Grenzfläche ändert sich die Feldverteilung um die Ladung, so dass ein Teil dieses Feldes in Form von elektromagnetischer Strahlung emittiert wird. Anschaulich kann man sich diesen Prozess so vorstellen, dass es beim Übergang der Ladung in das zweite Medium zu einer teilweisen Annihilation von Ladung und Spiegelladung kommt. Das Ergebnis dieser Annihilation ist die Emission von Strahlung. Wichtig ist dabei, dass es nur an der Oberfläche zur Entstehung von Strahlung kommt.

Betrachten wir zunächst den einfachen Fall, dass sich ein ultrarelativistisches Teilchen vom Vakuum in ein Medium mit Permittivität ϵ bewegt, wobei die Bewegungsrichtung senkrecht zur Grenzfläche ist. Dieser Fall ist in Abb. 3.7 skizziert.

In diesem Fall kann die Intensität der in den rückwärtigen Halbraum emittierten Strahlung durch

$$W_1 = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int_0^\pi W_1(\omega, \theta) d\omega d\phi \sin \theta d\theta \quad (3.32)$$

ausgedrückt werden [82, 84, 85]. Dabei ist $W_1(\omega, \theta) = \frac{d^2 W}{d\omega d\Omega}$ die spektrale Energiedichteverteilung in einem Frequenzintervall $d\omega$ und Raumwinkel $d\Omega$, die sich zu

$$W_1(\omega, \theta) = \frac{e^2}{4\pi^3 \epsilon_0 c} \frac{\beta^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \frac{(\epsilon - 1)^2 (1 - \beta^2 + \beta \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})^2}{(1 + \beta \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})^2 (\epsilon \cos \theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})^2} \quad (3.33)$$

berechnet. Dabei ist $\beta = v/c$ die relative Geschwindigkeit und θ der Abstrahlungswinkel relativ zur Flugrichtung. Für ein metallisches Medium kann darüber hinaus im optischen Wellenlängenbereich $\epsilon \gg 1$ genähert werden, womit

$$W_1(\omega, \theta) = \frac{e^2}{4\pi^3 \epsilon_0 c} \frac{\beta^2 \sin^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \quad (3.34)$$

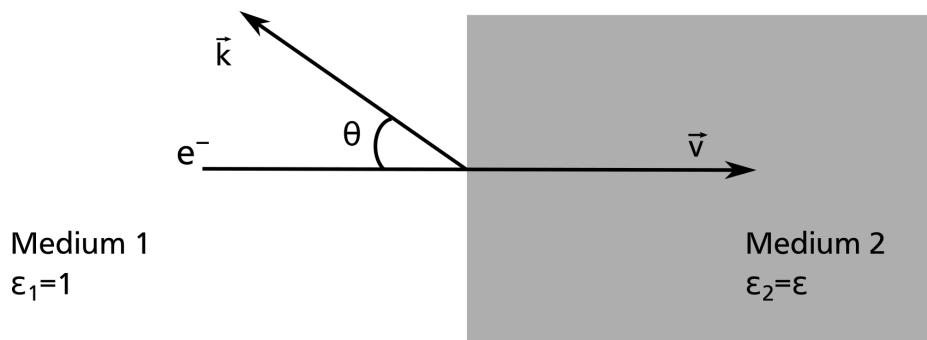


Abbildung 3.7.: Schematische Zeichnung zur Entstehung von OTR. Das geladene Teilchen trifft mit Geschwindigkeit \vec{v} senkrecht auf die Grenzfläche zwischen Vakuum und Medium. \vec{k} bezeichnet die Abstrahlungsrichtung der Übergangsstrahlung.

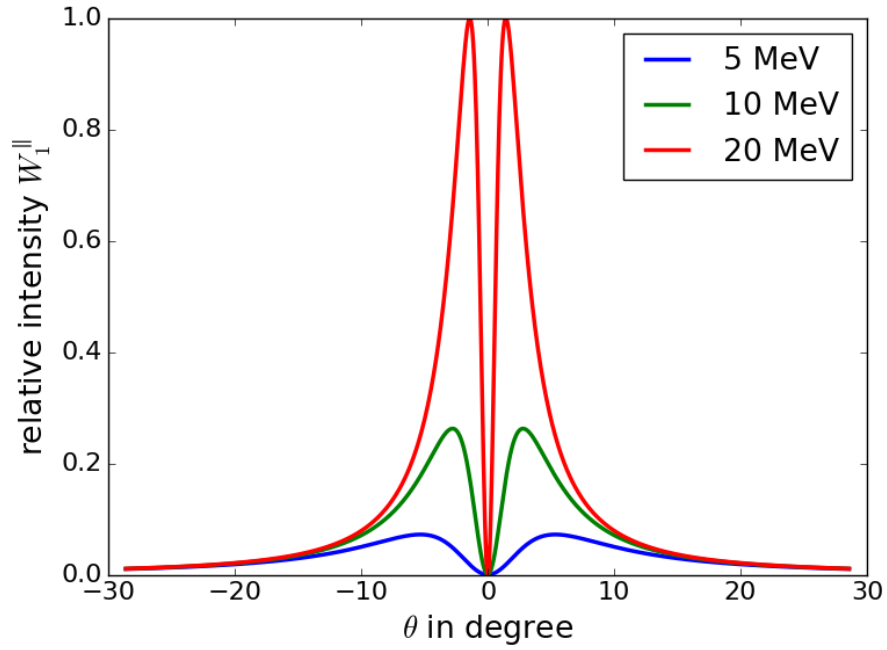


Abbildung 3.8.: Die Winkelverteilung der Übergangsstrahlung für kinetische Energien von 5, 10 und 20 MeV.

folgt [83, 85]. Die Übergangsstrahlung weist eine starke Winkelabhängigkeit auf. Diese ist in Abb. 3.8 gezeigt. Die Maxima dieser Verteilung können durch Differenzieren von Gl. (3.34) nach θ bestimmt werden.

Für diesen Winkel folgt die Bedingung

$$\theta \approx \sin \theta = \frac{1}{\beta\gamma}. \quad (3.35)$$

In Abb. 3.8 ist außerdem ersichtlich, dass die Strahlung für niedrige Energien eine geringere Intensität aufweist und in einen größeren Winkelbereich emittiert wird.

In der Praxis steht allerdings das Target stets unter einem Winkel von 45° zum Strahl, um die Beobachtung durch eine Kamera zu ermöglichen. Nur für niedrige Energien muss dieser Winkel angepasst werden [85]. Diese Situation ist in Abb. 3.9 skizziert.

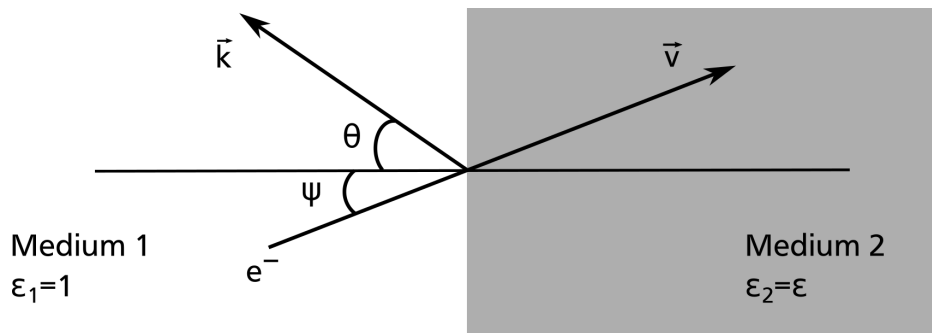


Abbildung 3.9.: Schematische Zeichnung zur Entstehung von OTR. Das geladene Teilchen trifft mit Geschwindigkeit \vec{v} unter dem Winkel ψ auf die Grenzfläche zwischen Vakuum und Medium. \vec{k} bezeichnet die Abstrahlungsrichtung der Übergangsstrahlung.

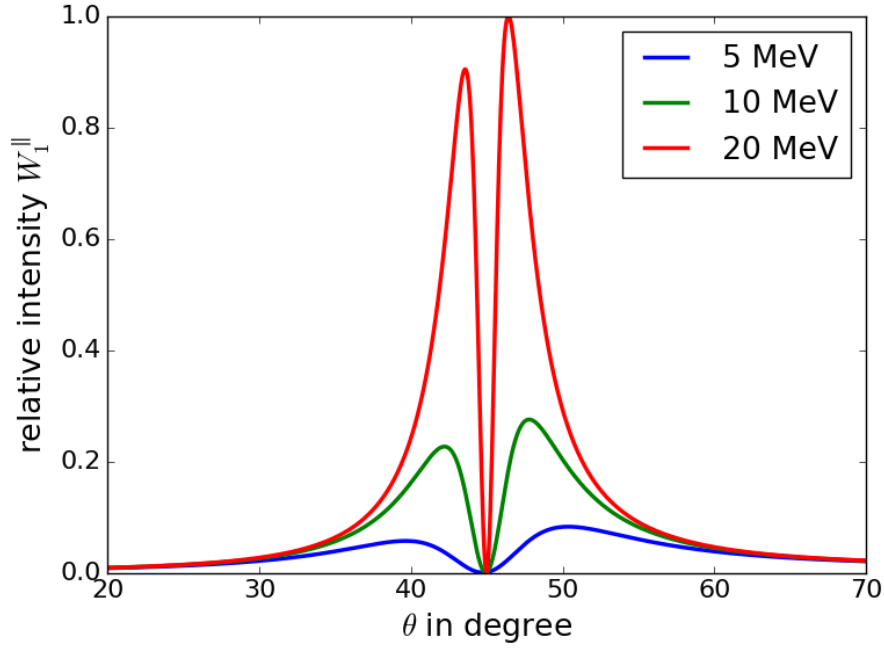


Abbildung 3.10.: Die Winkelverteilung der Übergangsstrahlung für kinetische Energien von 5, 10 und 20 MeV bei $\psi = 45^\circ$ und $\phi = 0$.

Die Berechnung muss in diesem Fall verallgemeinert werden. Der Einfallswinkel ψ des geladenen Teilchens relativ zur Oberflächennormale muss berücksichtigt werden, ebenso ist die Abstrahlung abhängig von Azimuthalwinkel ϕ . Es ergeben sich zwei Komponenten verschiedener Polarisation, wobei die Annahme eines metallischen Mediums beibehalten wird:

$$W_1^{\parallel}(\omega, \theta) = \frac{e^2}{4\pi^3 \epsilon_0 c} \cdot \left(\frac{\beta \cos \psi (\sin \theta - \beta \cos \phi \sin \psi)}{(1 - \beta \sin \theta \cos \phi \sin \psi)^2 - \beta^2 \cos^2 \theta \cos^2 \psi} \right)^2$$

$$W_1^{\perp}(\omega, \theta) = \frac{e^2}{4\pi^3 \epsilon_0 c} \cdot \left(\frac{\beta^2 \cos \psi \cos \theta \sin \phi \sin \psi}{(1 - \beta \sin \theta \cos \phi \sin \psi)^2 - \beta^2 \cos^2 \theta \cos^2 \psi} \right)^2.$$

Für $\psi \rightarrow 0$ geht die Strahlungskomponente mit Polarisation in Strahlungsebene W_1^{\parallel} wieder in Gl. (3.34) über, während die Komponente mit Polarisation senkrecht zur Strahlungsebene W_1^{\perp} verschwindet. Außerdem ist nun die Winkelverteilung der emittierten Strahlung nicht mehr symmetrisch, wie in Abb. 3.10 für W_1^{\parallel} gezeigt ist.

Ein schematisches Beispiel für einen Aufbau für Messungen mit OTR-Targets ist in Abb. 3.11 zu sehen. Dort trifft der Elektronenstrahl unter einem Winkel von 45° auf ein Metall-Target, wobei Übergangsstrahlung entsteht. Dabei tritt ebenso vorwärts emittierte Strahlung auf, die allerdings nicht von der senkrecht zur Strahlrichtung aufgestellten Kamera detektiert werden kann und deshalb nicht weiter diskutiert werden soll. Zu beachten ist hierbei, dass die Akzeptanz des optischen Systems hinreichend groß ist, um eine ausreichende Signalintensität zu erreichen. Die starke Richtungsabhängigkeit der Strahlung führt auch zu der Anforderung, dass das Target spiegelglatt ist und unter dem korrekten Winkel verwendet wird. Die praktische Realisierung und Verwendung solcher OTR-Targets wird in Kap. 5 und 6.1 diskutiert.

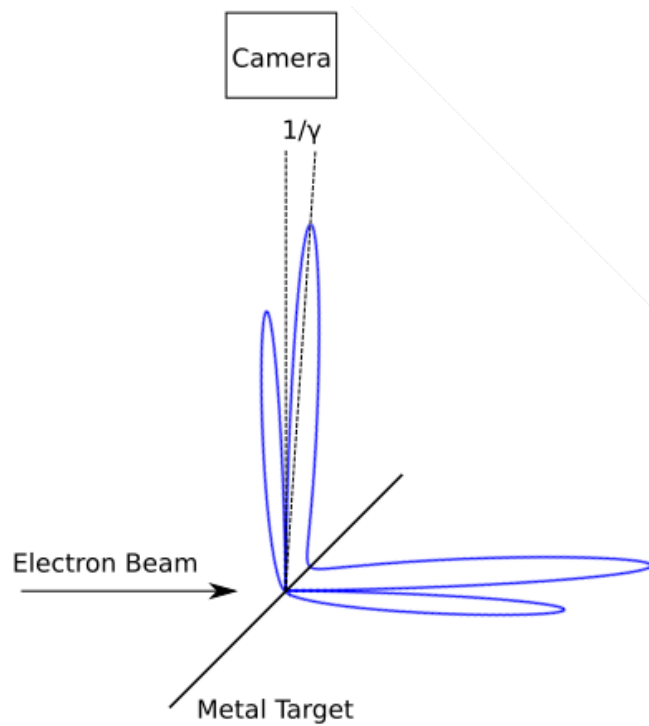


Abbildung 3.11.: Schematische Skizze eines Aufbaus zur Messung von Übergangsstrahlung. Der Elektronenstrahl trifft auf ein Metalltarget, die in den rückwärtigen Halbraum emittierte Strahlung wird mit einer Kamera gemessen. Die Verteilung der Strahlungsleistung entspricht einer kinetischen Energie von 7 MeV der Elektronen.



4 Strahldynamiksimulationen

Simulationen der Strahldynamik werden am S-DALINAC für verschiedene Zwecke angefertigt. Sie dienen einerseits dazu, Beschleunigereinstellungen für geplante Betriebsmodi zu bestimmen, um bei der Einstellung des Strahls mit möglichst realistischen Startwerten zu beginnen. Andererseits können sie auch zur Vorhersage von Strahleigenschaften für Experimente oder für die Auslegung neuer Komponenten (z.B. [16, 30]) genutzt werden. In dieser Arbeit kommen in verschiedenen Situationen Strahldynamiksimulationen zum Einsatz. Zunächst einmal wird in Kap. 4.1 die Strahldynamik des Injektors des S-DALINAC diskutiert. Insbesondere ist dabei die zu erwartende Emittanz von Bedeutung, da diese im Rahmen dieser Arbeit gemessen wurde. Dabei werden auch die Effekte einer fehlerbehafteten Strahleinstellung auf die Emittanz untersucht. Kap. 4.2 befasst sich mit einer Simulation der Strahlführung beginnend hinter dem Injektor bis zum 169°-Spektrometer im dreifach rezirkulierenden Betriebsmodus. Auch in diesem Fall ist besonders die Emittanz und der Einfluss verschiedener Effekte auf diese von Interesse. Die Strahldynamik des einfach rezirkulierenden ERL wird in Kap. 4.3 vorgestellt. Weiterhin kommen zur Erklärung der Dispersionsmessung und für eine mögliche Erhöhung des BBU-Grenzstroms Strahldynamiksimulationen zum Einsatz, diese finden sich in den zugehörigen Kapiteln 6.3 und 6.4.

4.1 Injektor

In Linearbeschleunigern wird die Emittanz vor allem durch die Teilchenquelle bestimmt. Im Laufe der Strahlführung kann sich die Emittanz zwar erhöhen, eine Verminderung der Emittanz ist jedoch nur durch Energiegewinn (bei konstanter normierter Emittanz) oder Teilchenverlust möglich. Daher ist es für eine Beschreibung der Emittanz im Strahlverlauf besonders wichtig, die Emittanz am Beginn der Strahlführung zu bestimmen und ihre Entwicklung zu untersuchen.

Eine Strahldynamiksimulation des Injektors des S-DALINAC wurde in [86] erstellt. Der Aufbau dieser Sektion ist in Abb. 4.1 gezeigt. Um realistische Startwerte für den Strahl am Austritt aus der thermionischen Elektronenkanone zu erhalten, wurde zunächst die Feldverteilung in der Quelle und darauf aufbauend die Teilchentrajektorien in CST Studio Suite berechnet. Anschließend wurde die so erhaltene Teilchenverteilung genutzt, um die Strahldynamik des Injektors in ASTRA zu simulieren. Diese Simulation beinhaltet einerseits die transversale Fokussierung durch Solenoide und Quadrupolmagnete und andererseits auch die longitudinale Strahlmanipulation mit Chopper, Buncher und den supraleitenden Kavitäten im Injektorkryostat. Die Berechnung der Teilchentrajektorien erfolgt dabei über eine numerische Integration, was insbesondere eine genaue Abbildung komplizierter Feldverteilungen wie der des Choppers ermöglicht. In der als optimal angesehenen Einstellung resultierten in der Simulation hinter I1SC04 Emittanzen von $\epsilon_{nx} = 1,48 \text{ mm mrad}$ und $\epsilon_{ny} = 1,35 \text{ mm mrad}$ sowie eine Energieunschärfe von 1,6 keV bei einer kinetischen Energie von 7,5 MeV. Diese Einstellung ist dabei nicht

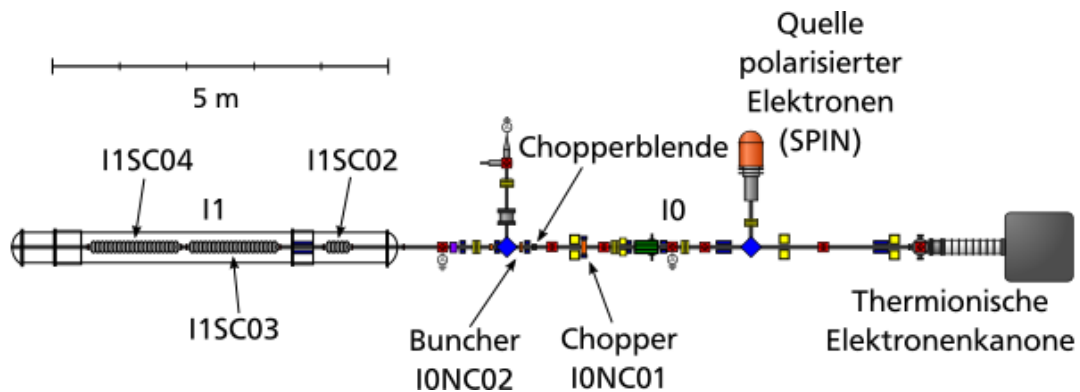


Abbildung 4.1.: Der Aufbau des Injektorbeschleunigers des S-DALINAC. Entnommen aus [34], bearbeitet.

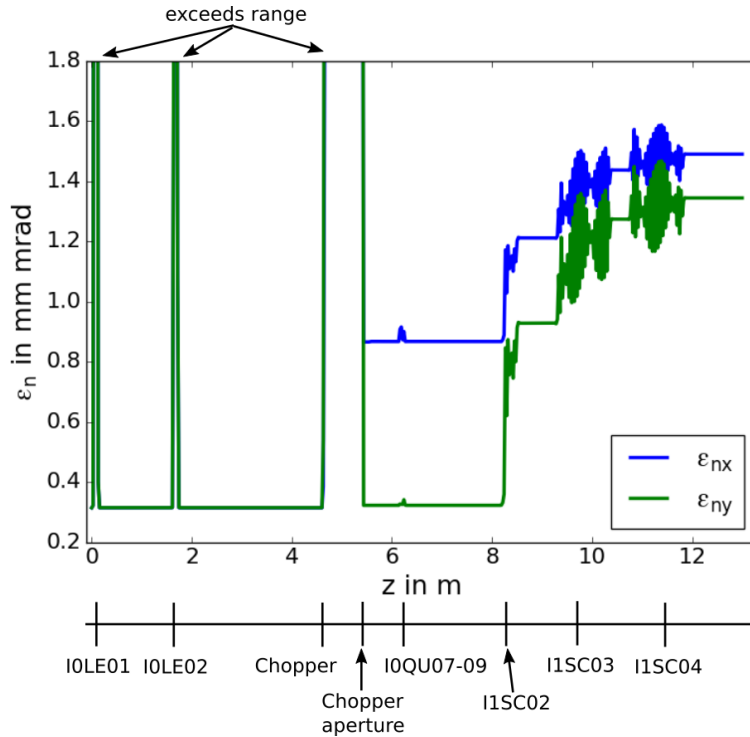


Abbildung 4.2.: Der simulierte Verlauf der normierten Emittanz entlang der Strahlachse im Injektor bei optimaler Einstellung nach [86]. Innerhalb der Solenoide und hinter dem Chopper überschreitet die normierte Emittanz die gezeigte Skala. Da diese Emittanzänderung im Fall der Solenoide an deren Austritt wieder verschwindet und im Fall des Choppers vor allem die an der Blende verloren gehenden Teilchen betrifft, ist dies für den weiteren Strahlverlauf nicht relevant.

notwendigerweise diejenige mit der niedrigsten Emittanz. Neben der Emittanz wurden auch die Energie und Energieunschärfe sowie die Strahlausdehnung optimiert. Eine Verringerung der Emittanz ist also grundsätzlich möglich, allerdings auf Kosten anderer Strahlparameter. Für zukünftige Simulationen der weiteren Strahlführung kann auch die aus dieser Simulation resultierende sechsdimensionale Teilchenverteilung genutzt werden. Der Emittanzverlauf entlang des Injektors in dieser Einstellung ist in Abb. 4.2 gezeigt. Dabei fallen an verschiedenen Stellen Veränderungen der Emittanz auf: zunächst befinden sich innerhalb der ersten zwei Meter der Strahlführung zwei Solenoide, bei denen es am Eintritt zu einem starken Anstieg der Emittanz kommt, der aber beim Austritt aus dem Solenoid wieder kompensiert wird. Der nächste Anstieg der Emittanz ist auf den Chopperresonator zurückzuführen, der die Elektronen auf einen Kegelmantel verteilt. An der Chopperblende kommt es durch die Teilchenverluste dort zu einer Verringerung der Emittanz, wobei die horizontale Emittanz größer als die Vertikale ist [87]. Nach etwa acht Metern Strahlführung treten die Elektronen in die supraleitenden Kavitäten ein, wobei insbesondere in der ersten, fünfzelligen Kavität die Emittanz anwächst. Das ist hauptsächlich durch die Auslegung dieser Kavität auf Elektronen mit Lichtgeschwindigkeit begründet. Die von der thermionischen Elektronenquelle emittierten und vorbeschleunigten Elektronen besitzen allerdings eine kinetische Energie von nur 250 keV, was 0,74% der Lichtgeschwindigkeit entspricht. Für die Beschleunigung von Elektronen mit dieser Eintrittsenergie ist die fünfzellige Kavität nicht optimal, sie soll daher ersetzt werden [30, 31].

Betrachtung von Fehlerquellen

Diese Ergebnisse enthalten allerdings die implizite Annahme einer fehlerfreien Strahlführung, es sind also beispielsweise sämtliche Strahlführungselemente perfekt auf der Strahlachse positioniert. Da dies praktisch nicht erreichbar ist, wurde der Einfluss verschiedener Fehlerquellen auf die resultierende

Tabelle 4.1.: Zusammenfassung der simulierten Effekte der untersuchten Fehlerquellen. Im ersten Szenario betrugen die Standardabweichungen der Fehlpositionierungen der normalleitenden Elemente 0,2 mm und die der supraleitenden Elemente 1 mm, im zweiten Szenario wurden Standardabweichungen von 0,4 mm bzw. 3 mm für die Fehlpositionierungen der normal- bzw. supraleitenden Elemente genutzt.

Szenario	ϵ_{nx} in mm mrad	ϵ_{ny} in mm mrad	Kommentar
Sollsituation	1,48	1,35	
Fehlpositionierung (0,2 mm und 1 mm)	$2,9 \pm 1,6$	$2,7 \pm 1,3$	
Fehlpositionierung (0,4 mm und 3 mm)	5 ± 4	4 ± 3	
Phasenfehler	$1,50 \pm 0,03$	$1,33 \pm 0,03$	Änderung Energie und Energieunschärfe
Fehler Eingangsstrahl	$1,53 \pm 0,09$	$1,3 \pm 0,3$	

Strahlqualität untersucht. Die betrachteten Fehlerquellen umfassen dabei neben den erwähnten fehlpositionierten Elementen noch Phasenfehler in den Kavitäten sowie eine veränderte Position und Strahlgröße des Eingangsstrahls. Diese verschiedenen Fehlertypen wurden nun separat voneinander betrachtet, um ihre Einflüsse getrennt abschätzen zu können. Dazu wurden jeweils 100 Fehlerensembles generiert, wobei eine Gaußverteilung der Fehler angenommen wurde. Für die Positionsfehler der Strahlführungselemente wurde eine Standardabweichung von 0,2 mm in den transversalen Koordinaten für alle normalleitenden Elemente angenommen. Die supraleitenden Strukturen sind schwieriger zu positionieren, daher wurde für diese Elemente die Standardabweichung von 1 mm genutzt. Werden diese Fehlpositionierungen simuliert, ergeben sich mittlere Emittanzen von $\epsilon_{nx} = (2,9 \pm 1,6)$ mm mrad und $\epsilon_{ny} = (2,7 \pm 1,3)$ mm mrad, wobei die Unsicherheit die Standardabweichung der Emittanzen der 100 Fehlerensembles ist. Allerdings wurde in [12, 88] eine niedrigere Positionierungsgenauigkeit festgestellt. Dies wirkt sich im realen Betrieb auf die vom Operateur gewählte Einstellung der Strahlführung aus. Die Simulation mit Positionsfehlern von 0,4 mm im normalleitenden und 3 mm im supraleitenden Bereich ohne Berücksichtigung von Korrekturen durch einen Operateur liefert Emittanzen von $\epsilon_{nx} = (5 \pm 4)$ mm mrad und $\epsilon_{ny} = (4 \pm 3)$ mm mrad. Hier zeigt sich also, dass Positionsabweichungen der Strahlführungselemente für die Strahleinstellung berücksichtigt werden müssen.

Die Phasenfehler der Kavitäten wurden mit einer Standardabweichung von 1° abgeschätzt. Dieser Wert ist größer als die in [89] angegebene Stabilität der Phasenregelung von $0,8^\circ$ gewählt, obwohl in [90] eine Verbesserung der Stabilität nachgewiesen wurde. Trotzdem sollte eine konservative Abschätzung sichergestellt werden. Es zeigt sich, dass die Phasenfehler nur vernachlässigbaren Einfluss auf die Emittanz haben, allerdings die Energieunschärfe auf $(1,8 \pm 0,5)$ keV erhöhen und die Endenergie im Mittel um (1 ± 5) keV senken. Die Abweichungen der Eingangs-Teilchenverteilung wurden als eine transversale Verschiebung mit Standardabweichung 0,1 mm und eine Änderung der Strahlgröße mit 0,3 mm Standardabweichung angenommen. Die Änderungen der Emittanz im Vergleich zur Solleinstellung waren in diesem Fall allerdings kleiner als die Standardabweichung, die für die vertikale Emittanz 0,3 mm mrad betrug. Eine Zusammenfassung der verschiedenen Fehlerquellen und deren Auswirkungen findet sich in Tab. 4.1.

4.2 Start-to-End

Um die Emittanzentwicklung im weiteren Verlauf des Beschleunigers zu untersuchen, wurde eine Weiterentwicklung der Start-to-End-Simulation aus [71] durchgeführt. Dies umfasst eine Modellierung des Strahltransports beginnend hinter dem Injektorbeschleuniger, den Transport durch den dreifach rezirkulierenden Hauptbeschleuniger und die Extraktion bis zum 169° -Spektrometer. Dabei wurden die Startbedingungen noch aus einer alten Simulation des Injektorbeschleunigers in [19] gewonnen. Diese sind in Abb. 4.3-4.5 zu sehen. In Abb. 4.5 fällt vor allem ein Anteil niederenergetischer Teilchen auf, die deutlich von der Sollenergie abweichen. Diese erschweren einen verlustfreien Strahltransport.

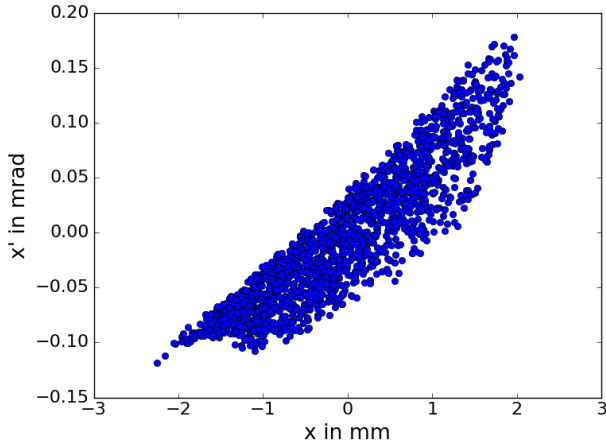


Abbildung 4.3.: Der in *elegant* genutzte horizontale Phasenraum.

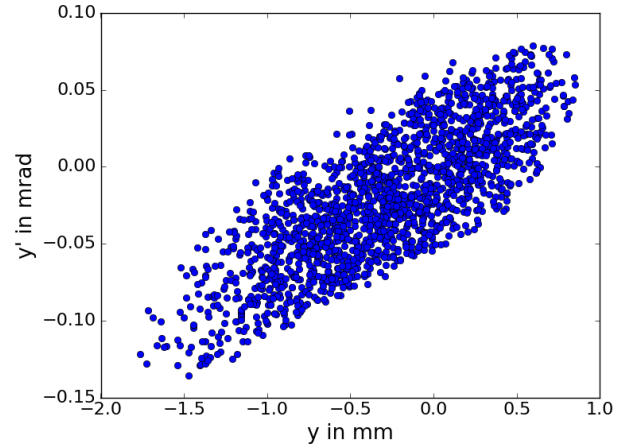


Abbildung 4.4.: Der in *elegant* genutzte vertikale Phasenraum.

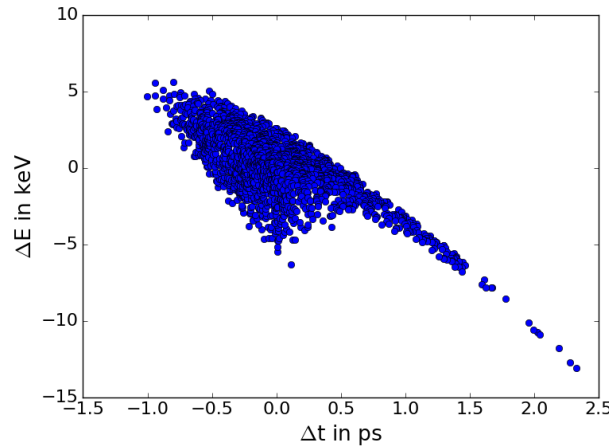


Abbildung 4.5.: Der in *elegant* genutzte longitudinale Phasenraum.

Dazu muss angemerkt werden, dass seit der Simulation in [19] der Aufbau des Injektors verändert wurde. Im Rahmen von [86] wurde der aktuelle Aufbau simuliert. Die resultierenden Phasenräume unterscheiden sich dabei deutlich, sodass eine grundlegend veränderte Beschleunigereinstellung für die Start-to-End-Simulation nötig wäre. Aktuell ist allerdings ein erneuter Umbau des Injektorbeschleunigers in Planung, der die Erzeugung von Makropulsen ermöglichen soll [91, 92]. Im Rahmen dieses Umbaus ist eine Anpassung des Injektorbeschleunigers an die neuen Anforderungen vorgesehen. Da dies voraussichtlich zu einer Änderung der Strahlparameter am Austritt des Injektorbeschleunigers führt, ist erst nach dieser erneuten Veränderung eine Anpassung der Start-to-End-Simulation an die neuen Startbedingungen sinnvoll.

Trotz dieser Komplikationen war das Ziel der Optimierung der Beschleunigereinstellung eine vollständige Transmission des Strahls bis zum 169°-Spektrometer. Dabei wurde die Energieeinstellung mit 7,5 MeV Injektionsenergie und 30 MeV Energiegewinn im Hauptbeschleuniger simuliert. Um die vollständige Transmission zu erreichen, wurde die Einhüllende der Strahlausdehnung entlang der Strahlführung minimiert. Wie in Abb. 4.6 zu sehen ist, beträgt sie überall unter 3 mm. Damit ist ein verlustfreier Strahltransport möglich. Die Dispersion wird in Abb. 4.7 gezeigt. Dabei wird deutlich, dass sie auf den Geraden nur geringe Abweichungen von Null aufweist. Eine solche Einstellung ermöglicht, die auf den Geraden platzierten Quadrupolmagnete allein für die Fokussierung des Strahls zu verwenden. Dies vereinfacht das praktische

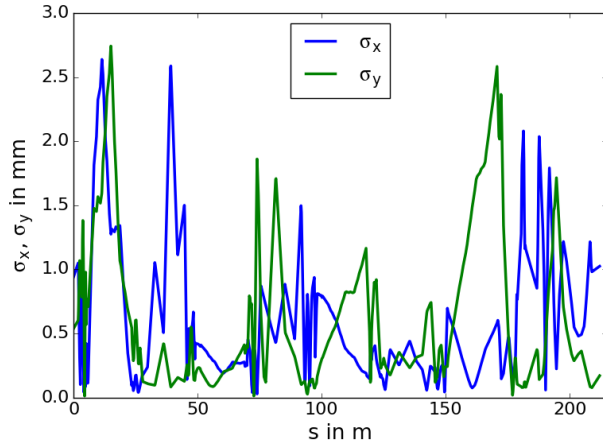


Abbildung 4.6.: Simulierter Verlauf der 1σ -Strahleinhüllenden vom Injektor bis zum 169° -Spektrometer.

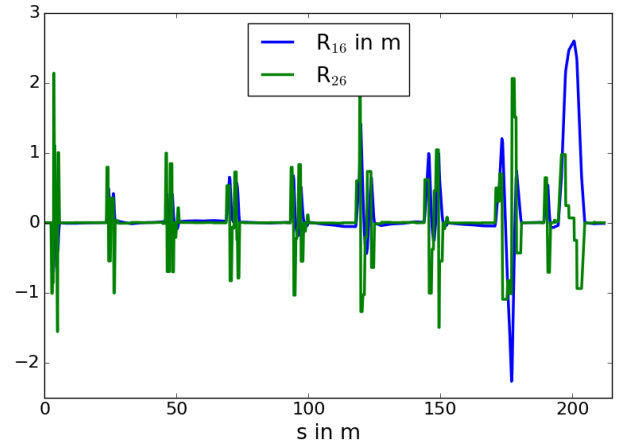


Abbildung 4.7.: Simulierter Verlauf der Dispersion vom Injektor bis zum 169° -Spektrometer.

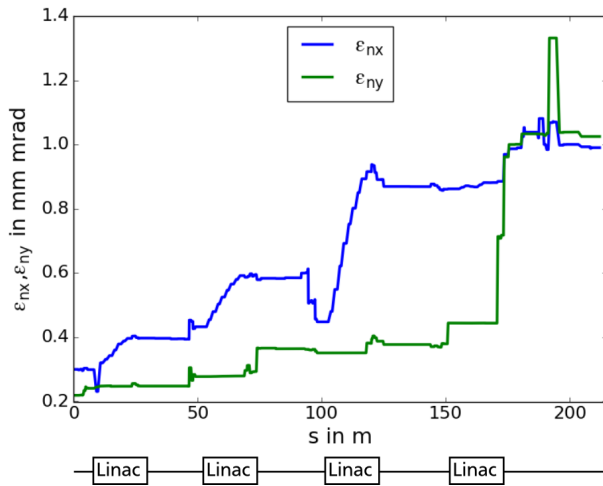


Abbildung 4.8.: Simulierter Verlauf der normierten und um dispersive Beiträge korrigierten Emittanz vom Injektor bis zum 169° -Spektrometer.

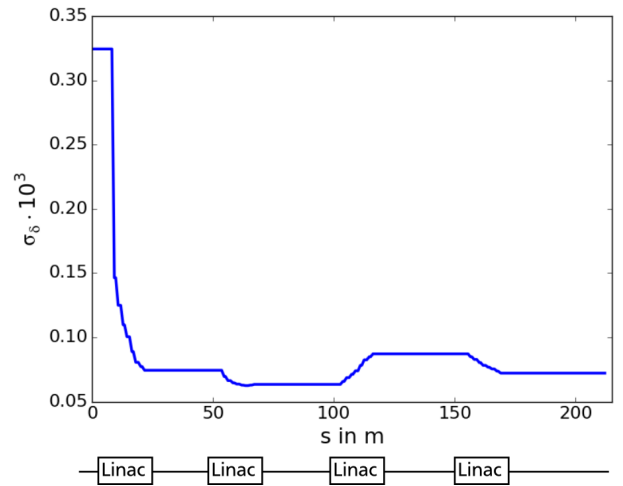


Abbildung 4.9.: Simulierter Verlauf der relativen Energieunschärfe vom Injektor bis zum 169° -Spektrometer.

Einstellen des Beschleunigers enorm. Um den Strahltransport zu vereinfachen, muss auch das Wachstum der Emittanz begrenzt werden. In Abb. 4.8 ist der Verlauf der normierten Emittanz, die um dispersive Beiträge korrigiert wurde, entlang der Strahlführung zu sehen. Die Korrektur der dispersiven Emittanzvergrößerung wird durchgeführt, da bei Verschwinden der Dispersion beispielsweise nach einem Bogen auch diese Emittanzvergrößerung verschwindet. Es handelt sich also nicht um einen dauerhaften Effekt. In Abb. 4.8 zeigt sich für die horizontale Emittanz dabei ein Wachstum bei jedem Hauptbeschleuniger-Durchlauf. Die vertikale Emittanz steigt vor allem im Anschluss an den letzten Beschleuniger-Durchlauf beim Durchqueren des Separationsdipols. Dies kann durch eine optimierte Einstellung der Rezirkulationen aber beeinflusst werden. In dieser Arbeit wurde das Emittanzwachstum nur insoweit begrenzt, dass ein verlustfreier Strahltransport möglich ist. Eine explizite Optimierung der Strahleinstellung in Hinblick auf die Emittanz ist nicht erfolgt. Gleiches gilt für die Energieunschärfe, obwohl diese auch für das Experiment von großer Bedeutung ist. Die simulierte relative Energieunschärfe wird in Abb. 4.9 gezeigt. Beim ersten Hauptbeschleuniger-Durchlauf sinkt die relative Energieunschärfe durch den Energiegewinn

des Strahls. Während der weiteren Beschleunigung kommt es aber auch zu Rotationen des longitudinalen Phasenraums, sodass sich diese Verringerung der relativen Energieunschärfe nicht monoton fortsetzt [13]. Obwohl sie nicht optimiert wurde, liegt die relative Energieunschärfe trotzdem mit $7 \cdot 10^{-5}$ unter den in [16] aufgeführten Beiträgen zur Messunsicherheit im Spektrometer durch den Spektrometernagnet sowie die Detektorauflösung. Eine Optimierung der Energieunschärfe wäre beispielsweise durch den Einsatz von nicht-isochroner Strahldynamik und darauf abgestimmter Beschleunigung auf der Flanke des Hochfrequenzfeldes möglich [13, 14, 15]. Ebenso wäre die Reduktion der Energieunschärfe durch den Einsatz der Scrapersysteme in Injektorbogen und Extraktion möglich [16, 17, 18]. Dafür steht auch ein Messplatz zur Bestimmung der Energieunschärfe zur Verfügung [93].

Betrachtung von Fehlerquellen

Wie in Kap. 4.1 ist auch bei dieser Simulation der Hauptbeschleuniger-Durchläufe eine Analyse möglicher Fehlerquellen von Interesse. Dafür wurden in separaten Rechnungen für jede dieser Fehlerquellen zufällige Fehler generiert. Diese wurden anschließend zur vorgestellten Start-to-End-Simulation addiert und eine erneute Simulation mit der fehlerbehafteten Strahlführung durchgeführt. Dabei wurden jeweils 100 Fehlerensembles erstellt, um eine verlässliche Aussage treffen zu können.

Zunächst wurden dabei Fehler der Phasen der Beschleunigungsstrukturen untersucht. Diese wurden für die Kavitäten des Hauptbeschleunigers, wie in Kap. 4.1, mit einer Standardabweichung von 1° abgeschätzt. Durch diese Phasenfehler wird die Energieunschärfe auf $(1,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$ verschlechtert. Dies zeigt, dass eine gezielte Minimierung der Energieunschärfe für präzise Experimente nötig ist. Auch ein Einfluss auf die Emittanz ist hier, im Gegensatz zur Injektorsimulation, feststellbar. Das lässt sich dadurch erklären, dass sich die Phasenfehler nicht direkt auf die Emittanz auswirken, und sich stattdessen die Abweichungen erst beim folgenden Strahltransport zeigen. So hat beispielsweise eine erhöhte Energieunschärfe einen vergrößerten Einfluss der Dispersion zur Folge, auch Nichtlinearitäten können dadurch stärker wirken. In der Simulation zeigt sich ein Wachstum der normierten und um dispersive Beiträge korrigierten Emittanz auf $\epsilon_{nx} = (4 \pm 9)$ mm mrad und $\epsilon_{ny} = (4 \pm 12)$ mm mrad. Die großen Standardabweichungen resultieren daraus, dass in einzelnen Fehlerensembles die Emittanz auf mehrere 10 mm mrad anwächst, wie in Abb. 4.10 und 4.11 zu sehen ist. Diese extremen Werte sind zwar selten,

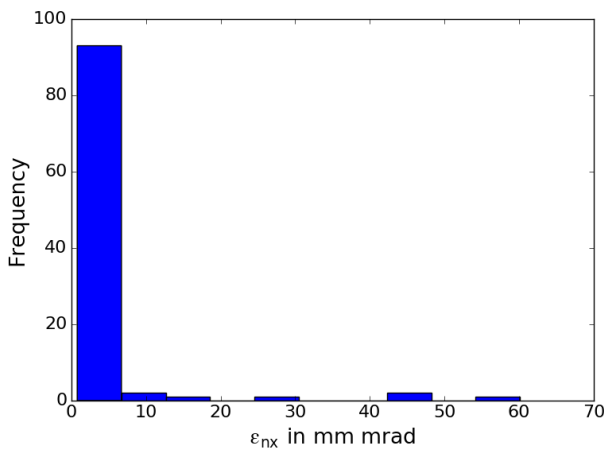


Abbildung 4.10.: Die Häufigkeitsverteilung der normierten und um dispersive Beiträge korrigierten horizontalen Emittanz am Ort des 169° -Spektrometers bei Phasenfehlern von 1° im Hauptbeschleuniger.

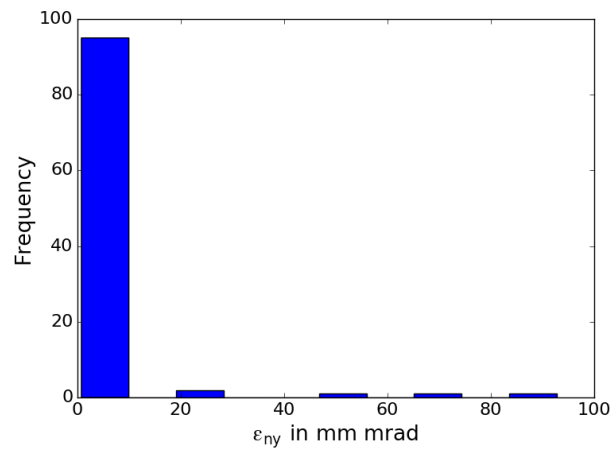


Abbildung 4.11.: Die Häufigkeitsverteilung der normierten und um dispersive Beiträge korrigierten vertikalen Emittanz am Ort des 169° -Spektrometers bei Phasenfehlern von 1° im Hauptbeschleuniger.

erhöhen die Standardabweichung aber trotzdem deutlich. Die korrekte Einstellung der Phasen ist also auch für die Emittanz von großer Bedeutung.

Eine weitere Fehlerquelle ist die Positionierung der Strahlführungselemente. Die Genauigkeit der Positionierung der meisten Strahlführungselemente wurde in [12] untersucht. Die transversalen Abweichungen zur Sollposition besaßen eine Standardabweichung von etwa 0,3 mm. Diese normalverteilten Positionsabweichungen der einzelnen Elemente zu einer berechneten Einstellung zu addieren, stellte sich allerdings als nicht sinnvoll heraus. Da es einerseits sehr viele Elemente sind, die fehlpositioniert werden, und sich andererseits jegliche Abweichung von der idealen Situation entlang einer langen Strahlführung weiter fortpflanzt, wie in [71] bereits beobachtet wurde, führen diese Fehlpositionierungen in der Simulation schnell zu einem unkontrolliert wachsendem Strahl, der schließlich verloren geht. Daher ist in dieser Situation keine Aussage über ein Emittanzwachstum möglich. Auch eine abschnittsweise Betrachtung des Problems verbessert die Situation nur teilweise. Bei einer Simulation der Fehlpositionierungen der Elemente der ersten Rezirkulation beispielsweise kam es in 36 der 100 simulierten Fälle bereits in dieser Rezirkulation zu einer Emittanz, die den großzügigen Grenzwert von 1000 mm mrad überstieg. In der Praxis entspricht das einem Strahlverlust in der ersten Rezirkulation, wobei die erwartete Fortpflanzung der Abweichung entlang der folgenden Strahlführung noch nicht einmal betrachtet wurde. In anderen Abschnitten der Strahlführung hingegen waren die Auswirkungen deutlich weniger drastisch. Hierfür ist die zweite Rezirkulation ein Beispiel. In dieser Rezirkulation betrugen auch bei Fehlpositionierungen ihrer Strahlführungselemente die normierten Emittanzen in keinem simulierten Fall mehr als 7 mm mrad. Es hängt also stark von der konkreten Situation ab, wie stark die Emittanz sich durch Fehlpositionierungen verändert. Im Betrieb ist daher wichtig, bei der Strahleinstellung bereits die vorliegenden Magnetpositionen zu berücksichtigen. Dabei sind gegebenenfalls auch Korrekturen gegenüber den Magnetsetzwerten der berechneten Einstellung nötig, um ein Emittanzwachstum zu verhindern. Mit dem in Kap. 5 vorgestellten System ist es allerdings nun möglich, Veränderungen der Emittanz zu messen und daher Verschlechterungen zu vermeiden.

4.3 Energy Recovery Linac

Für den Betrieb des S-DALINAC als einfacher Energy Recovery Linac (ERL) war eine spezielle Simulation der Strahldynamik nötig. Diese wurde speziell für diejenige Energieeinstellung angefertigt, die auch bei der Realisierung dieses Modus verwendet wurde [48, 49, 53]. Die Injektionsenergie beträgt also 2,5 MeV und der Energiegewinn im Hauptbeschleuniger 20 MeV pro Durchlauf.

Der simulierte Impulsverlauf entlang der Strahlführung ist in Abb. 4.12 gezeigt. Die Elektronen kommen mit einem Impuls von 2,5 MeV/c aus dem Injektor, werden anschließend in den Hauptbeschleuniger gelenkt und dort beschleunigt. Nach dem Transport durch die Rezirkulation, deren Weglänge für den ERL-Betrieb angepasst wurde, folgt das Abbremsen und der Transport zum Faraday-Becher. Die Strahleinhüllende in dieser Simulation ist in Abb. 4.13 dargestellt. Nach der erfolgten Optimierung beträgt sie entlang der gesamten Strahlführung maximal 2,5 mm. Mit einer solchen Einstellung ist kein Teilchenverlust zu erwarten. Eine Ausnahme findet sich dabei am Ende der Strahlführung. Da am Faraday-Becher eine hohe Dispersion vorliegt und die relative Energieunschärfe beim Abbremsen auf $9 \cdot 10^{-4}$ anwächst, erhöht die dispersive Aufweitung des Strahls die Strahlausdehnung. Allerdings ist zwischen dem Separationsdipol und dem Faraday-Becher ein größeres Strahlrohr vorhanden, sodass diese Aufweitung unproblematisch ist. Schließlich ist in Abb. 4.14 noch die Dispersion in dieser Einstellung zu sehen. Die Dispersion erfüllt die in Kap. 4.2 beschriebene Anforderung, auf geraden Strahlführungsabschnitten auf Null eingestellt zu sein.

Im Betrieb zeigten sich zwar gewisse Abweichungen vom simulierten Verhalten, trotzdem konnte der S-DALINAC erfolgreich als erster ERL Deutschlands genutzt werden [48]. Zu den Abweichungen gehört beispielsweise der Phasenschlupf, der durch die niedrige Injektionsenergie verursacht wurde, in der Simulation allerdings nicht modelliert wurde. Eine Folge davon war, dass die für den ERL-Betrieb veränderte Weglänge der zweiten Rezirkulation vom idealen ERL-Setzwert um 6° abwich. Die beobachtete

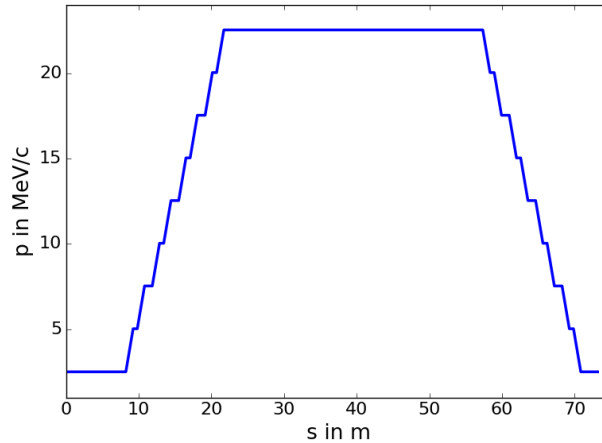


Abbildung 4.12.: Simulierter Impulsverlauf entlang der Strahlführung im einfachen ERL-Betrieb. Nach der Injektion wird der Strahl zunächst beschleunigt, dann rezirkuliert und schließlich wieder abgebremst und in einen Faraday-Becher geleitet.

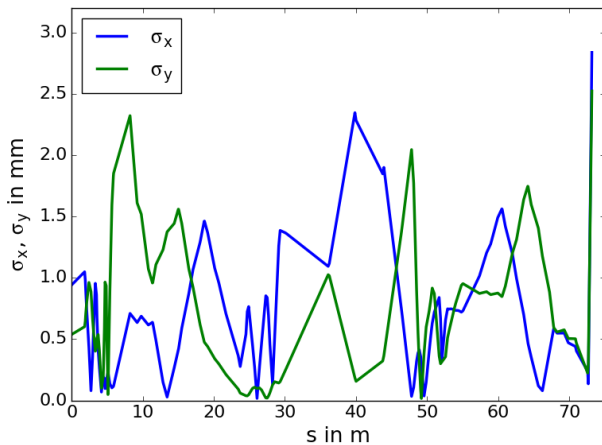


Abbildung 4.13.: Simulierter Verlauf der 1σ -Strahleinhüllenden im einfachen ERL-Modus.

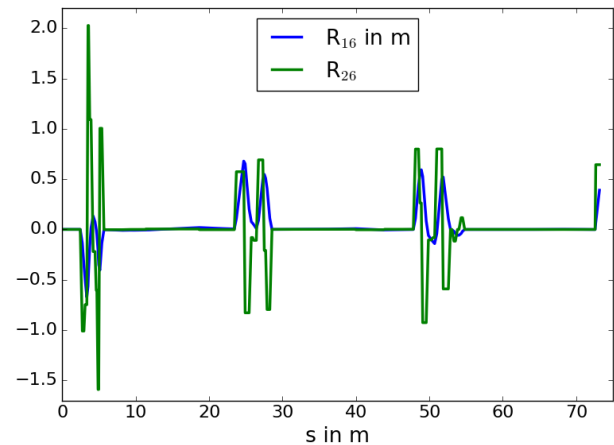


Abbildung 4.14.: Simulierter Verlauf der Dispersion im einfachen ERL-Modus.

Rückgewinnung der Hochfrequenz-Leistung betrug $90,1 \pm 0,3\%$, was durch geringfügigen Strahlverlust erklärt werden kann [48].

Die Realisierung des zweifachen ERL-Modus ist noch in Vorbereitung. In einer ersten Test-Strahlzeit traten beispielsweise Probleme durch Phasenschlupf auf [50], auch das zweifache Durchlaufen einer Rezirkulationsstrahlführung ist eine zusätzliche Komplikation. Die Strahldynamik dieses Modus wird daher im Rahmen von [54] weiter erforscht.

5 System zur Emittanzmessung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein System zur regelmäßigen Messung der Emittanz am S-DALINAC entworfen und implementiert. Dieses System ermöglicht nun einerseits, in einer Strahlzeit an verschiedenen Positionen die Emittanz zu bestimmen und dadurch Veränderungen der Emittanz entlang der Strahlführung zu beobachten. Andererseits können diese Messungen wiederholt durchgeführt werden, um zeitliche Änderungen der Emittanz zu untersuchen.

Im folgenden Kapitel sollen zunächst die Methodik und der Aufbau des Emittanz-Messsystems dargestellt werden, wobei insbesondere in Kap. 5.3 auf das Design der neuen OTR-Targets eingegangen wird. Anschließend wird in Kap. 5.5 anhand einer Demonstrationsmessung die Datenauswertung vorgestellt. Weitere Emittanzmessungen, die die neuen Aufbauten nutzen, sind in Kap. 6 zu finden.

5.1 Methode

Für die Emittanzmessung soll der in Kap. 3.3.1 vorgestellte Quadrupol-Scan verwendet werden. Diese Technik benötigt neben einem Quadrupolmagneten lediglich eine Strahlprofilmessung. In Kap. 3.3 wurden drei mögliche Methoden der Strahlprofilmessung vorgestellt, die jeweils unterschiedliche Vor- und Nachteile haben. Eine Übersicht über einige dieser Vor- und Nachteile findet sich in Tab. 5.1. Die Berylliumoxid-Leuchtschirme bieten eine hohe Sensitivität, die Lichtausbeute ist aber im Allgemeinen nicht proportional zum Strahlstrom, da eine Sättigung auftreten kann. Dies kann zu einem Überschätzen der Strahlgröße führen, wie in Kap. 6.1.1 gezeigt wird. Mit einem Drahtscanner können nur die Projektionen der Intensitätsverteilung des Strahls gemessen werden, es wird also weniger Information gewonnen. Außerdem dauert das Fahren des Drahtscanners durch das Strahlrohr über 20 Sekunden [78], im Gegensatz zu den Sekundenbruchteilen, die zur Aufnahme eines Targetbildes nötig sind. Allerdings wird auf Drahtscannern nicht der gesamte Strahl gleichzeitig deponiert, daher sind sie gegen hohe Strahlströme widerstandsfähiger. Die OTR-Targets hingegen bieten eine niedrigere Lichtausbeute als die Berylliumoxid-Schirme, aber die Intensität der Übergangsstrahlung ist proportional zum Strahlstrom, da jedes Elektron die gleiche Wahrscheinlichkeit zur Emission eines Photons besitzt (vgl. Kap. 3.3.2). Außerdem findet die Emission der Strahlung nur an der Targetoberfläche statt, es kann also im Gegensatz zu Szintillator-Targets nicht zu einer Verbreiterung des Strahlflecks aufgrund der Targetdicke kommen [94]. Daher bieten sich die Berylliumoxid-Leuchtschirme für das Einstellen des Strahls an, da dort schon wenige transmittierte Elektronen beobachtet werden müssen. Ist der Strahl einmal eingestellt, können mit den OTR-Targets aber präzisere Messungen durchgeführt werden. Ein direkter Vergleich von Leuchtschirmen und OTR-Targets ist in Kap. 6.1.1 beschrieben.

5.2 Aufbau

Das gesamte Messsystem soll mehrere Aufbauten zur Emittanzmessung beinhalten, um an verschiedenen Positionen in der Strahlführung die Emittanz bestimmen zu können. Eine Übersicht über die Positionen der Messaufbauten gibt Abb. 5.1. Diese Stellen sind dabei so gewählt, dass nach jeder Beschleunigung eine Emittanzmessung möglich ist. Dafür ist eine Messstelle hinter dem Injektor des S-DALINAC positioniert, drei weitere befinden sich in den drei Rezirkulationen und eine in der Extraktion. Jeder dieser

Tabelle 5.1.: Zusammenfassung wichtiger Vor- und Nachteile der vorgestellten Methoden zur Strahlprofilmessung.

Methode	Vorteile	Nachteile
Leuchttarget	hohe Lichtausbeute	Sättigung
OTR-Target	Linearität	niedrige Lichtausbeute
Drahtscanner	robust, kaum destruktiv	nur Projektionen, langsam

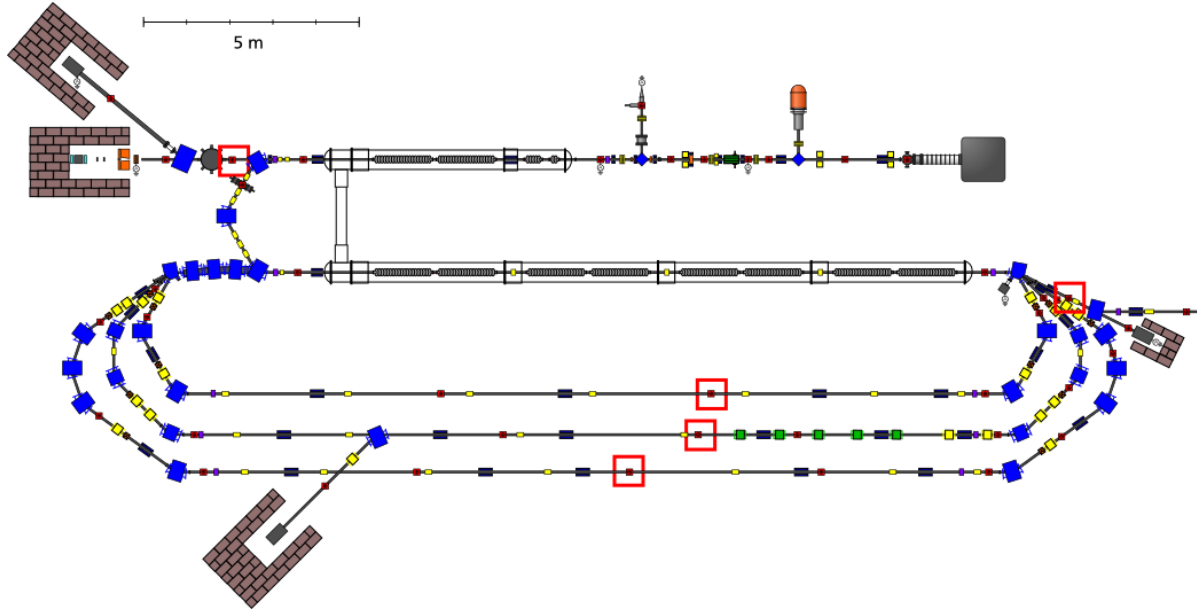


Abbildung 5.1.: Rote Boxen zeigen die Positionen der OTR-Targets im Aufbau des S-DALINAC. Entnommen aus [34], bearbeitet.

Messaufbauten beinhaltet ein OTR-Target, das über die am S-DALINAC standardmäßig verwendeten Targetschieber mittels Pressluft in das Strahlrohr hinein oder hinaus gefahren werden kann. Die Targets werden von einer Kamera beobachtet, dafür können Platinenkameras benutzt werden, die in einer Bleiabschirmung montiert werden. Alternativ steht eine CMOS-Kamera (FLIR BFLY-PGE-31S4M-C) [95] zur Verfügung, die allerdings zum besseren Schutz von Strahlung das Target über einen Spiegel beobachten muss, damit sie außerhalb der Ebene des Beschleunigers positioniert ist und eine stärkere Abschirmung möglich ist. Zusätzlich ist zur Messung der Emittanz ein Quadrupolmagnet nötig. Diese sind aber in der Strahlführung bereits vorhanden, sodass auf zusätzliche Änderungen der Strahlführung verzichtet werden konnte.

5.3 Design OTR-Targets

Für die neuen Emittanz-Messplätze war die Produktion neuer OTR-Targets nötig. Diese müssen verschiedene Anforderungen erfüllen. Einerseits müssen die Targets natürlich eine ausreichend hohe Ausbeute der Übergangsstrahlung gewährleisten, andererseits sind wegen der Richtungsabhängigkeit der Übergangsstrahlung spiegelglatte Targets nötig. Außerdem muss sichergestellt werden, dass sie im Betrieb vom Elektronenstrahl nicht zerstört werden.

Um die Ausbeute der Übergangsstrahlung zu steigern, betrachten wir zunächst die abgestrahlte Energie W . Für die Energie eines Übergangs gilt eine Proportionalität zur Plasmafrequenz ω_p [96]

$$W \approx k_1 \gamma \omega_p . \quad (5.1)$$

γ ist dabei der relativistische Faktor, k_1 eine Proportionalitätskonstante. Die Photonenausbeute jedoch skaliert mit [96]

$$\langle N_{ph} \rangle_{\omega > \omega_{min}} \approx k_2 \left[\left(\ln \frac{\gamma \omega_p}{\omega_{min}} - 1 \right)^2 + \frac{\pi^2}{12} \right] , \quad (5.2)$$

falls Photonen oberhalb ω_{min} detektiert werden können. k_2 ist wieder eine Proportionalitätskonstante. Aus diesen Gleichungen folgt, dass ein Material mit hoher Plasmafrequenz für OTR-Targets vorteilhaft ist. Daher sind in Tab. 5.2 die Plasmafrequenzen einiger Materialien zusammengefasst. Es zeigt sich,

Tabelle 5.2.: Die Plasmafrequenzen einiger gewöhnlicher Materialien [97].

Material	Plasmafrequenz [eV]
Aluminium	15
Nickel	9,45
Gold	5,8
Silber	3,735

Tabelle 5.3.: Thermische Eigenschaften von Aluminium und Kapton im Vergleich.

	Aluminium	Kapton
Dichte [g/cm ³]	2,7	1,4
Thermische Leitfähigkeit [W/(Km)]	240	0,2
Emissivität	0,04	0,24

dass insbesondere Aluminium eine hohe Plasmafrequenz aufweist. Daher wurde entschieden, für die Erzeugung der Übergangsstrahlung Aluminium zu nutzen.

Um die Anforderung eines glatten Targets zu erfüllen, wurde für die Targetfolie allerdings nicht nur Aluminium verwendet. Stattdessen wurde eine Kaptonfolie mit Aluminium bedampft, da Kapton eine hohe Elastizität aufweist. Der Targethalter ist so konstruiert, dass die Kaptonfolie eingespannt wird, was für eine sehr glatte Oberfläche sorgt. Auf diese Weise wird auch eine spiegelglatte Aluminiumoberfläche erreicht.

Als dritte Anforderung muss noch die thermische Belastbarkeit des Targets untersucht werden. Die Targettemperatur T ändert sich durch Energiedeposition des Strahls, Wärmeleitung und Wärmestrahlung. Diese Effekte können in einem semi-empirischen Ansatz zu

$$\frac{\Delta T(r,t)}{\Delta t} = \frac{1}{c_p \rho} \left[\frac{dE}{dx} \rho \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) N(t) - k \nabla^2 T(r,t) - \frac{2\epsilon \sigma_s}{\delta} (T(r,t)^4 - T_0^4) \right] \quad (5.3)$$

zusammengefasst werden [98, 99]. In dieser Gleichung bezeichnet c_p die Wärmekapazität, ρ die Dichte, $\frac{dE}{dx}$ das Bremsvermögen und $N(t)$ den im Allgemeinen zeitabhängigen Teilchenfluss, wobei ein radial Gauß'sches Strahlprofil mit Standardabweichung σ angenommen wurde. k ist die thermische Leitfähigkeit, ϵ die Emissivität, δ die Targetdicke und σ_s die Stefan-Boltzmann-Konstante. Aus dieser Gleichung wird direkt ersichtlich, dass eine möglichst geringe Targetdicke eine geringere Erwärmung nach sich zieht. Für eine weitere Analyse sind die thermischen Eigenschaften von Aluminium und Kapton in Tab. 5.3 zusammengefasst. Durch die höhere Dichte wird in Aluminium mehr Energie deponiert, dafür ist die Wärmeleitfähigkeit von Aluminium deutlich höher. Kapton wiederum verfügt über eine größere Emissivität. Um diese Effekte abwägen und quantifizieren zu können, wurden Simulationen des thermischen Verhaltens der Targets angestellt, die im folgenden Abschnitt erläutert werden.

5.3.1 Thermische Simulationen

Die Simulationen des thermischen Verhaltens des Targets dienen einer Abschätzung der zu erwartenden Temperaturen. Diese Betrachtungen wurden bereits in [100, 101] zusammengefasst. Damit soll zum einen die Anwendbarkeit des vorgestellten Target-Designs sichergestellt werden. Zum anderen wird untersucht, in welchem Parameterbereich sich der Elektronenstrahl befinden darf, damit das Target nicht zerstört wird.

Für diese Berechnungen wurde das Programm CST Studio Suite [77] verwendet. Dies beinhaltet die Option, thermische Problemstellungen zu lösen. Im vorliegenden Fall wurde nach einer Lösung im thermischen Gleichgewicht gesucht, wobei das Gleichgewicht aus der Erwärmung des Targetzentrums durch den Strahl und einem Wärmereservoir am äußeren Rand des Targets resultiert. Der Rand des simulierten Modells wird vom 4 mm dicken Targethalter gebildet, der wegen seines viel größeren Volumens im

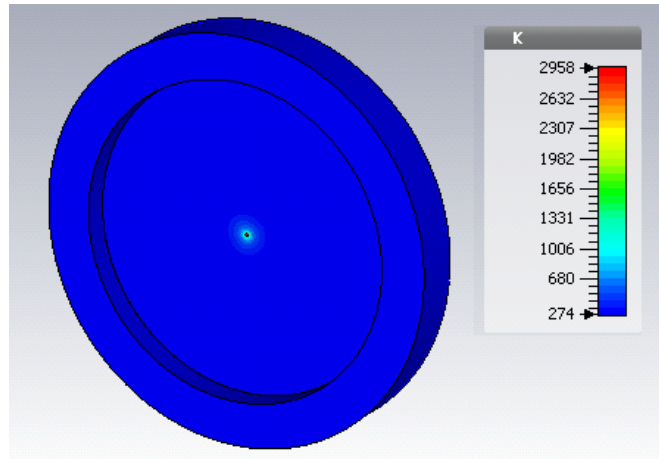


Abbildung 5.2.: Temperaturverteilung eines Kapton-Targets ohne Aluminiumschicht mit einem Folien-durchmesser von 25 mm, einem Strahlfleckradius von 0,1 mm und einem Strahlstrom von 20 μA . Die Dicke der Kaptonfolie beträgt 7,5 μm . Simuliert mit CST [77].

Vergleich zur dünnen Targetfolie als Wärmereservoir angenommen werden kann. Im Zentrum der Targetfolie befindet sich der Strahlfleck, der durch ein Volumen mit gleichförmigem Wärmeeintrag modelliert wird. Die im Strahlfleck deponierte Leistung P kann über

$$P = \frac{dE}{dx} \rho \delta I \quad (5.4)$$

berechnet werden, wobei I der Strahlstrom ist. Durch die geringe Dicke der Targetfolie resultiert zwar eine absolut betrachtet geringe Leistung ($\approx 0,1 \text{ W}$), allerdings wird diese auch in einem kleinen Volumen deponiert. Daher kann trotzdem eine deutliche Erhöhung der Targettemperatur stattfinden.

Um die Erwärmung der Targets einschätzen zu können, sind Informationen über die verwendeten Materialien nötig. Die Schmelztemperatur von Aluminium beträgt 660°C (933 K) [102], Kapton verändert bei thermischer Belastung seine Eigenschaften, hat aber keinen definierten Schmelzpunkt. Als Abschätzung wird eine Maximaltemperatur von 400°C (670 K) angenommen, die Kapton sicher aushalten kann [103]. Um eine konservative Einschätzung sicherzustellen, wird als maximal zulässige Temperatur 550 K definiert.

Zunächst wurde ein Simulation erstellt, die ein reines Kapton-Target mit einem Aluminium-beschichteten Target vergleicht, um die thermischen Effekte der Bedampfung mit Aluminium feststellen zu können. Dabei wurde ein Strahlstrom von 20 μA mit Strahlradius von 0,1 mm angenommen. Diese Werte stellen eine *worst-case*-Abschätzung dar. Die Dicke der Kaptonfolie betrug 7,5 μm , die der Aluminiumschicht 0,1 μm . In Abb. 5.2 ist das Ergebnis für das Kapton-Target zu sehen. Es zeigt sich, dass nur im Bereich des Strahlflecks eine erhöhte Temperatur auftritt, diese dort allerdings auf etwa 3000 K ansteigt, was eine Zerstörung des Targets zur Folge hätte. Im Gegensatz dazu führt das Hinzufügen einer Aluminium-Schicht in Abb. 5.3 dazu, dass sich die Wärme über ein großes Volumen verteilt. Dies basiert auf der hohen Wärmeleitfähigkeit von Aluminium und führt dazu, dass die maximale Temperatur deutlich kleiner als die definierte Grenztemperatur von 550 K ist. Es zeigt sich also, dass Aluminium neben der höheren OTR-Ausbeute auch thermisch vorteilhaft ist.

In einer weiteren Simulation sollte der Einfluss der Targetdicke auf die resultierende Temperatur untersucht werden. Dazu wurde die Abhängigkeit der Maximaltemperatur von der Dicke der Kaptonfolie für verschiedene Strahlfleckgrößen untersucht und in Abb. 5.4 aufgetragen. Der verwendete Strahlstrom beträgt 20 μA . Dort bestätigt sich zunächst die Schlussfolgerung aus Gl. (5.3), dass dünne Targets thermisch vorteilhaft sind. Darüber hinaus wird deutlich, dass gerade bei einem Strahlfleckradius von 0.05 mm die Temperatur stark von der Dicke der Kaptonfolie abhängt. Basierend auf dieser Simulation wurde die

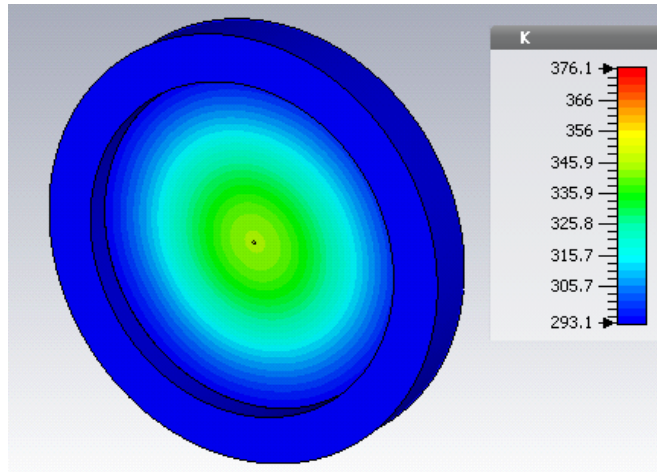


Abbildung 5.3.: Temperaturverteilung eines Kapton-Targets mit Aluminiumschicht mit einem Foliendurchmesser von 25 mm, einem Strahlfleckradius von 0,1 mm und einem Strahlstrom von 20 μA . Die Dicke der Kaptonfolie beträgt 7,5 μm , die der Aluminiumschicht 0,1 μm . Simuliert mit CST [77].

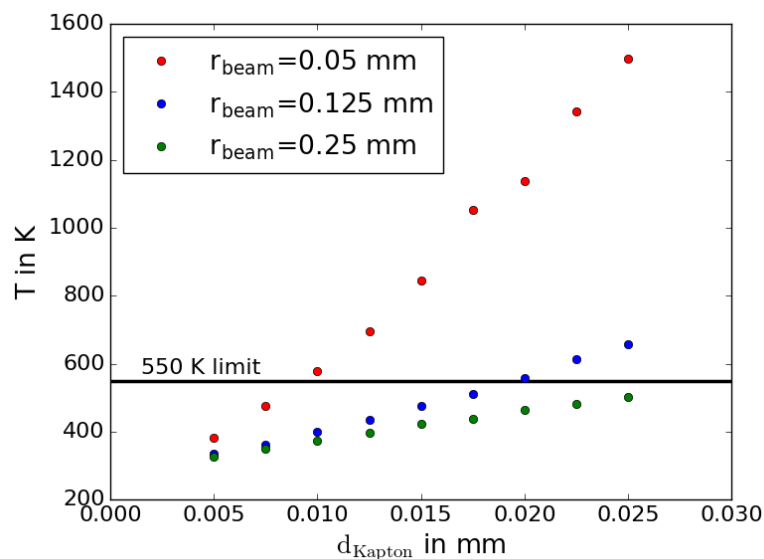


Abbildung 5.4.: Maximale Targettemperatur für ein Kapton-Target mit Aluminiumschicht in Abhängigkeit von der Dicke der Kaptonfolie. Die unterschiedlichen Farben bezeichnen unterschiedliche Strahlfleckradien, der Strahlstrom beträgt 20 μA . Simuliert mit CST [77].

Dicke der Folie auf 7,5 μm festgelegt, da in diesem Fall auch beim kleinsten simulierten Strahlfleck die Targettemperatur unterhalb von 550 K bleibt.

Eine Variation der Dicke der Aluminiumschicht hingegen ergab nur eine vernachlässigbare Änderung der maximalen Targettemperatur. Da das Maximum der Temperatur innerhalb der Kaptonfolie erreicht wird, in der nur schwache Wärmeleitung vorliegt, hat eine Änderung der Aluminiumschicht auf der Oberfläche des Kaptons nur einen geringen Effekt.

Mit dem nun fixierten Design der Targets wurde eine weitere Simulation zur Untersuchung des Einflusses der Strahleigenschaften auf die Targettemperatur durchgeführt. Dabei wurde für verschiedene Strahlströme der Radius des Strahlflecks variiert. Die Ergebnisse dieser Rechnung sind in Abb. 5.5 zu sehen. Es zeigt sich, dass für sehr kleine Strahlradien ein deutlicher Anstieg der Temperatur zu erwarten

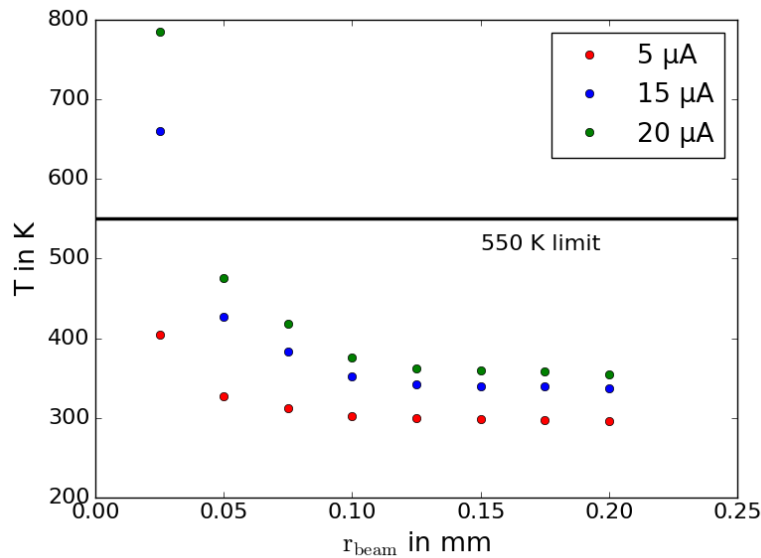


Abbildung 5.5.: Maximale Targettemperatur für ein 7,5 μm dickes Kapton-Target mit Aluminiumschicht in Abhängigkeit vom Strahlfleckradius. Die unterschiedlichen Farben bezeichnen unterschiedliche Strahlströme. Simuliert mit CST [77].

ist, während sich oberhalb eines Radius von 0,1 mm die Temperatur nur noch geringfügig ändert. Außerdem bleibt bei einem Strahlstrom von 5 μA , was den typischerweise für Streuexperimente verwendeten Strahlstrom nach oben abschätzt, selbst für den kleinsten simulierten Strahlfleck die Targettemperatur unterhalb von 550 K. Diese Grenze wird für höhere Strahlströme allerdings überschritten, weswegen die OTR-Targets in diesem Fall nur eingesetzt werden dürfen, wenn zuvor ein Strahlradius von mindestens 0,05 mm festgestellt wurde.

5.4 Steuerung

Die OTR-Targets können die Infrastruktur der vorhandenen Leuchttargets nutzen [104]. Sie werden also ebenso vom Kontrollraum aus über eine Benutzeroberfläche (Operator Interface, OPI) gesteuert. Dieses kommuniziert über das EPICS-basierte Kontrollsystem des S-DALINAC [90, 105] mit einem Input-Output-Controller (IOC), der die Befehle über den Targetcontroller an die Hardware weiterleitet. Die Signale der Platinenkameras, die standardmäßig zur Beobachtung der Targets verwendet werden, werden über einen Videomultiplexer an Monitore im Kontrollraum weitergeleitet. Außerdem sind die Bilddaten durch einen Digitalisierer digital verfügbar.

Die alternativ vorhandene CMOS-Kamera wird derzeit über ein separates, vom Hersteller zur Verfügung gestelltes, Programm angesteuert. Dies ermöglicht die Nutzung der hohen Flexibilität der Kamera, indem beispielsweise Belichtungszeit, Verstärkung und viele weitere Parameter einstellbar sind. Die Kontrolle und gezielte Einstellung dieser Parameter ist besonders für Untersuchungen der Messtechnik von Bedeutung. So könnte beispielsweise überprüft werden, ob die automatische Helligkeitsanpassung der Platinenkameras einen Einfluss auf die gemessenen Strahlgrößen hat.

5.5 Exemplarische Messung

Eine Demonstration der Emittanzmessung mit einem OTR-Target fand bereits im Dezember 2017 im Rahmen des *beam-based alignment* der supraleitenden Injektorkavitäten des S-DALINAC statt [88]. Die Analyse dieser Messung wurde bereits in [106] publiziert, soll aber für ein besseres Verständnis auch hier beschrieben werden. Die Emittanzmessungen dienen dazu, Veränderungen der Emittanz durch die optimierte Ausrichtung der Kavitäten feststellen zu können. Dazu mussten sie hinter den auszurichtenden

Tabelle 5.4.: Parameterübersicht des für die Emittanzmessung verwendeten Aufbaus.

Strahlstrom	(100 ± 5) nA
kinetische Energie	$(5,20 \pm 0,03)$ MeV
max. Quadrupolgradient k_{max}	1,3 T/m
magnetische Länge l	$(9,80 \pm 0,01)$ cm
Driftstrecke L	$(2,23 \pm 0,04)$ m
Targetmaterial	Kapton + Aluminiumschicht
Kamera	FLIR Blackfly
Kamerasensor	Sony IMX265
Kameraauflösung	2048x1536 px
Kamera-Bildrate	bis zu 35 FPS

Kavitäten stattfinden. Daher wurde ein OTR-Target anstelle des Leuchttargets I2T3 vor dem DHIPS-Messplatz eingebaut, und die CMOS-Kamera FLIR BFLY-PGE-31S4M-C [95] dort installiert. Die Kamera bietet dabei eine hohe Flexibilität bei einer Vielzahl von Parametern wie Verstärkung oder Verschlusszeit, aber auch eine ausreichend hohe Auflösung und Bildwiederholrate. Die Kameraeinstellung kann dabei aus dem Kontrollraum gesteuert werden. Für den Quadrupol-Scan wurde dabei der Quadrupolmagnet I1QV01 genutzt. Bei diesem handelt es sich um einen Quadrupolmagneten, der mittels eines bipolaren 7 A-Netzteils Gradienten von -1,3 T/m bis +1,3 T/m erreicht. Seine magnetische Länge beträgt $(9,80 \pm 0,01)$ cm, und er ist $(2,23 \pm 0,04)$ m vom OTR-Target entfernt positioniert.

Für das *beam-based alignment* wurden auch Messungen mit Leuchttargets benötigt, die für einen Strahlstrom von maximal 100 nA geeignet sind. Da auch dieser eher niedrige Strahlstrom eine hinreichende Lichtausbeute des OTR-Targets lieferte, wurden auch die Emittanzmessungen bei diesem Strahlstrom durchgeführt. Die kinetische Energie der Elektronen betrug $(5,20 \pm 0,03)$ MeV. Eine Zusammenfassung der Parameter des Messaufbaus sowie der genannten Strahlparameter findet sich in Tab. 5.4.

Für die Emittanzmessung wurden für verschiedene Quadrupoleinstellungen Targetbilder aufgenommen. Zusätzlich zu den Bildern mit Strahl war es auch nötig, Bilder aufzunehmen, bei denen der Strahl bereits vor dem Injektorkryostat geblockt wurde. Dabei wurde ein Bild ohne Targetbeleuchtung gespeichert, das für die Untergrundsubtraktion verwendet wurde, und ein weiteres Bild wurde mit Targetbeleuchtung angefertigt, das der mm/px-Kalibrierung dient.

Der Quadrupolstrom von I1QV01 wurde von 1,75 A bis 2,15 A in Schritten von 0,05 A variiert. Dabei konnte sowohl der horizontale als auch der vertikale Fokus gleichzeitig durchquert werden. Da auf den Targets Schwankungen des Strahls sichtbar waren, wurden Videos vom Target statt einzelner Targetbilder aufgenommen. Die Videos umfassen jeweils 50 Bilder mit einer Bildwiederholrate von 15 Bildern pro Sekunde.

Als Beispiel ist in Abb. 5.6 die Falschfarbendarstellung eines einzelnen Bildes sowie die horizontale und vertikale Projektion der Helligkeit zu sehen. Die Falschfarbendarstellung wurde gewählt, um sowohl den Strahlfleck als auch die Strukturen im Hintergrund sichtbar zu machen. Bei den Projektionen ist zwar der Strahlfleck erkennbar, aber auch der Helligkeits-Untergrund ist deutlich zu sehen. Dieser muss bei der folgenden Datenauswertung berücksichtigt werden.

5.5.1 Datenauswertung

Die Auswertung der aufgenommenen Videos umfasst mehrere Schritte. Diese wurden mit verschiedenen Skripten durchgeführt, um eine Automatisierung zu ermöglichen. In der folgenden Liste sind die einzelnen Schritte der Auswertung zusammengefasst.

- Einzelbilder aus Videos extrahieren
- Berechnung eines mittleren Hintergrundbildes

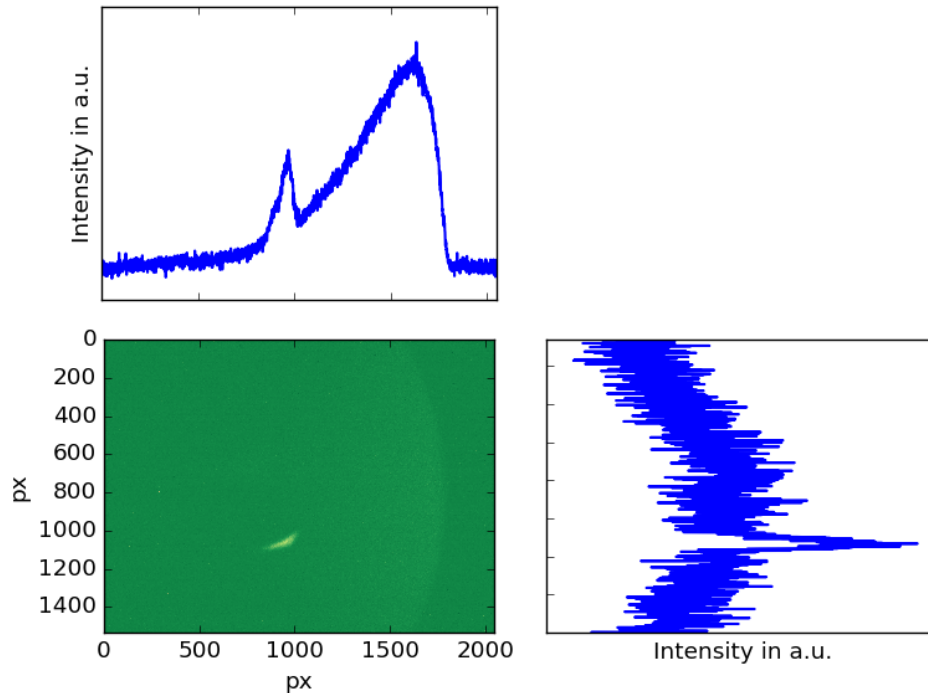


Abbildung 5.6.: Falschfarbendarstellung einer Strahlfleckaufnahme eines OTR-Targets mit Projektionen der Helligkeitsverteilung. Es zeigt sich neben der Helligkeit des Strahlflecks auch ein Beitrag des Helligkeits-Untergrunds.

- Untergrundsubtraktion
- Erstellen von Projektionen
- Anpassung von Gaußfunktionen
- Kalibration der Targetbilder
- Berechnung der Transportmatrizen
- Berechnung der Emittanz

Für die Auswertung wurden also zunächst die Einzelbilder aus den Targetvideos extrahiert. Die bildweise Auswertung ermöglicht dabei die später folgende Quantifizierung der beobachteten Schwankungen des Strahls. Anschließend wurde aus den Einzelbildern des Hintergrundvideos ein mittleres Hintergrundbild bestimmt. Danach wurde das Hintergrundbild von jedem einzelnen Bild mit Strahl abgezogen und das resultierende Bild auf die horizontale und vertikale Achse projiziert, um im Folgenden die vertikale und horizontale Emittanz getrennt zu bestimmen. In Abb 5.7 ist die Falschfarbendarstellung eines Strahlfleckbildes nach der Untergrundsubtraktion mit den zugehörigen Projektionen zu sehen. Im Gegensatz zu Abb. 5.6 liegt nun ein über das gesamte Bild konstantes Untergrundniveau vor.

An diese Projektionen können anschließend Gaußfunktionen angepasst werden, um die Strahlgröße zu ermitteln. Handelt es sich um eine gaußsche Verteilung von x , ist ihre Standardabweichung σ_{Gauss} identisch zu σ_{11}^2 , wobei nach Gl. (3.17) σ_{11} auch die finale Messgröße ist.

Durch die Bestimmung der Strahlgröße für jedes einzelne Bild ist es nun möglich, die Schwankungen der Strahlgröße quantitativ zu untersuchen. Dafür ist in Abb. 5.8 die Strahlgröße der Einzelbilder relativ zur Strahlgröße aufgetragen, die über das Video gemittelt bestimmt wurde. Dabei ist während des Videos die Quadrupolstärke konstant. Die Schwankungen betragen in diesem Fall bis zu 2%, bei einem schwächer

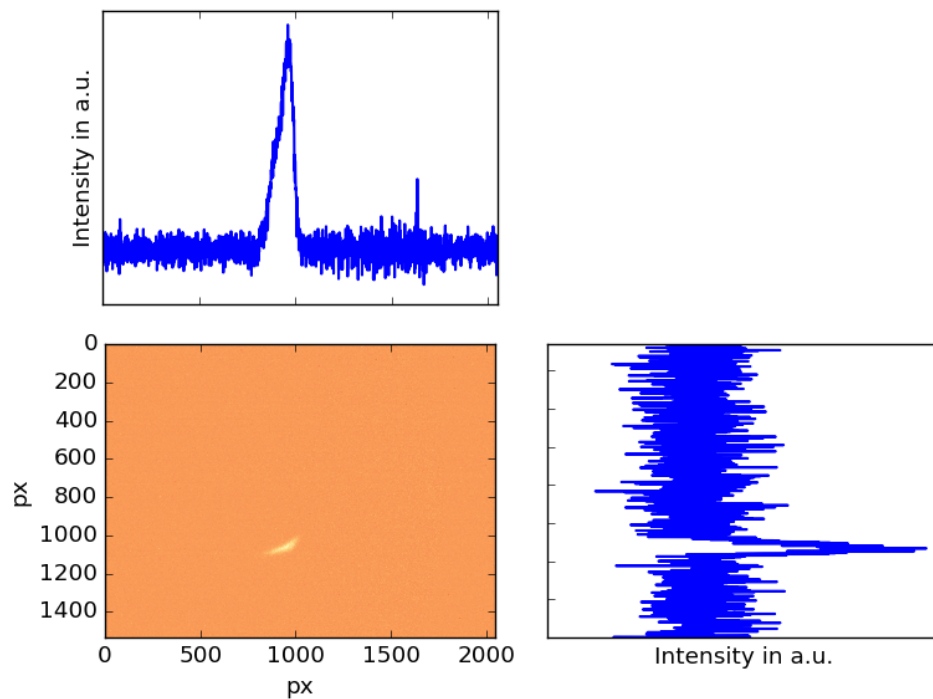


Abbildung 5.7.: Falschfarbendarstellung einer Strahlfleckaufnahme nach Untergrundsubtraktion und zugehörige Projektionen der Helligkeitsverteilung. Es zeigt sich zwar ein Helligkeits-Untergrund, dieser ist allerdings nun konstant. Daher stört dieser die Bestimmung der Strahlgröße nicht.

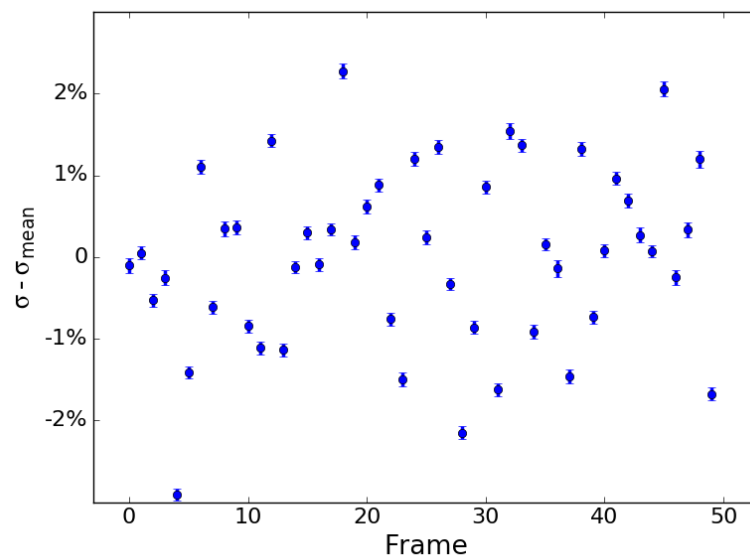


Abbildung 5.8.: Die relativen Schwankungen der Strahlgröße zum Mittelwert während eines Videos bei konstanter Einstellung des Strahls.

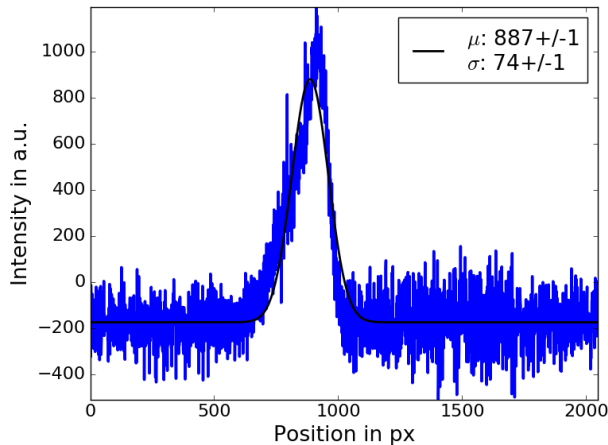


Abbildung 5.9.: Einfache Gaußfunktion an das Strahlprofil eines Einzelbildes angepasst. Es sind deutliche Abweichungen zwischen Daten und Anpassung sichtbar.

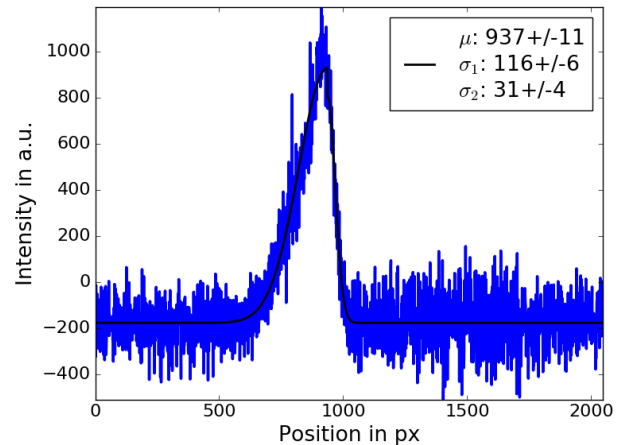


Abbildung 5.10.: Zwei halbe Gaußfunktionen an das Strahlprofil eines Einzelbildes angepasst. Die Anpassung beschreibt die Daten gut.

Tabelle 5.5.: Mittlere Beiträge zur Unsicherheit der Strahlgröße. Die Schwankungen werden quantifiziert als Standardabweichung der Strahlgröße. Der Beitrag der Fitfunktion ist der Unterschied der resultierenden Strahlgröße aus der Anpassung einer Gaußfunktion beziehungsweise zweier halber Gaußfunktionen.

Effekt	Mittlerer Beitrag zur Unsicherheit
Strahlinstabilität	4%
Fitfunktion	1,5%
Bildkalibration	1,5%

fokussierten Strahl können in Extremfällen auch Abweichungen vom Mittelwert von über 10% auftreten. Dies stellt einen wichtigen Beitrag zur Unsicherheit der Strahlgröße dar. Dieser Beitrag ist bei den vorliegenden Datenpunkten in 17 von 18 Fällen (9 Quadrupolstärken, jeweils horizontale und vertikale Strahlgröße) größer als die Unsicherheit der Kurvenanpassung.

Ein weiterer Beitrag zur Unsicherheit resultiert aus der Tatsache, dass Anpassungen von Gaußfunktionen gerade im Fall eines schwächer fokussierten Strahls das Strahlprofil nicht mehr gut beschreiben. Ein Beispiel dafür ist in Abb. 5.9 zu sehen. Um diesen Fall zu untersuchen, wurde alternativ eine Anpassung von zwei halben Gaußfunktionen durchgeführt. Diese beschreibt, wie in Abb. 5.10 zu sehen ist, das Strahlprofil sehr gut. Darüber hinaus zeigt sich, dass die gemittelte Standardabweichung der beiden Gaußfunktionen nur kleine Abweichungen von der Standardabweichung einer einzelnen angepassten Gaußfunktion aufweist. Die Abweichungen belaufen sich dabei auf etwa 1,5%, nur in wenigen Fällen betrugen sie mehrere Prozent. Da diese Abweichungen, wie in Tab. 5.5 zu sehen ist, kleiner sind als der Beitrag der Schwankungen zur Unsicherheit, kann die Nutzung einfacher Gaußfunktionen trotzdem ausreichend präzise Ergebnisse liefern.

Bis zu diesem Punkt wurde die Strahlgröße nur in Pixeln diskutiert. Eine Umrechnung in eine Strecke kann allerdings mithilfe einer linearen Kalibration des Kamerabildes durchgeführt werden. Dazu wurde das Hintergrundbild, das bei beleuchtetem Target aufgenommen wurde, genutzt. An den in diesem Bild sichtbaren Rand des Targets wurde eine Ellipse angelegt, mit der auch die Ausdehnung des Targets außerhalb des Bildes abgeschätzt werden kann. Da die Targetgröße bekannt war, konnte daraus

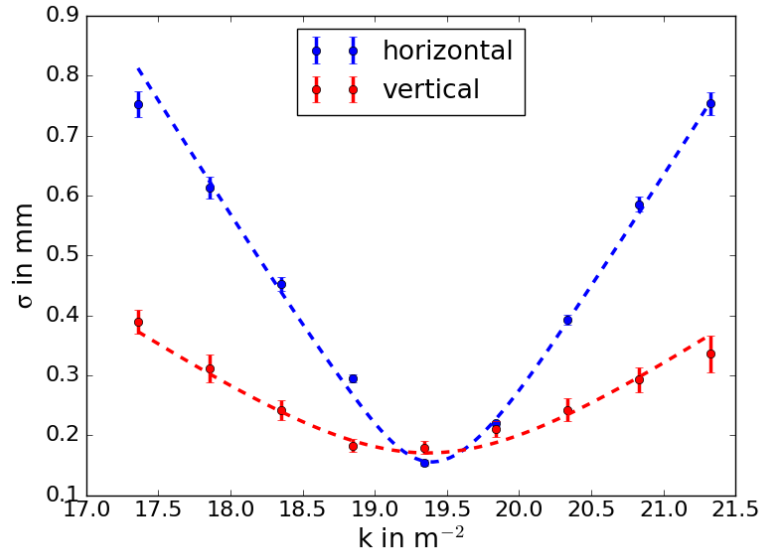


Abbildung 5.11.: Strahlgröße über Quadrupolstärke als Ergebnisse der Emittanzmessung. Die Emittanz wird über die gestrichelt eingezeichnete Kurvenanpassung bestimmt.

direkt die Kalibration bestimmt werden. Es ergaben sich in diesem Aufbau Kalibrationsfaktoren von $0,0105(2)$ mm/px horizontal und $0,0109(2)$ mm/px vertikal.

Mit diesen Kalibrationsfaktoren konnte nun die Strahlgröße bestimmt werden. Sie variiert im Bereich von $0,15$ mm und $0,75$ mm für die verwendeten Quadrupolstärken von 17 m^{-2} bis 22 m^{-2} . In Abb. 5.11 ist die Strahlgröße, nachdem sie für jedes Video gemittelt wurde, über der eingestellten Quadrupolstärke aufgetragen. Für die Unsicherheit der Strahlgröße wurden dabei die drei diskutierten Beiträge berücksichtigt: Schwankungen, Kurvenanpassung und Kalibration. Die Beiträge dieser verschiedenen Faktoren zur resultierenden Unsicherheit sind in Tab. 5.5 zusammengefasst.

Zusätzlich zu den Strahlgrößen und deren Unsicherheiten musste für jede Einstellung die Transportmatrix berechnet werden. Aus diesen Informationen kann nun über eine Anpassung der Strahlmatrix am Beginn der Strahlführung die Emittanz bestimmt werden. Für diesen Teil der Auswertung wurde das Programm *sddsemitproc*, ein Hilfsprogramm von *elegant*, genutzt [76]. Dieses Programm führt die Bestimmung der Emittanz und der Unsicherheit basierend auf einer Monte-Carlo-Methode durch, da die Fortpflanzung von Messunsicherheiten wegen der Korrelation der Strahlmatrixelemente bekanntermaßen fehlerhaft ist [107]. Für jeden Datenpunkt wird dabei entsprechend seiner Messunsicherheit ein zusätzlicher Fehler generiert. Anschließend wird dieser Fehler zum Datenpunkt addiert. Aus den fehlerbehafteten Daten werden dann mit dem in Kap. 3.3.1 beschriebenen Vorgehen die Strahlmatrix und die Emittanz berechnet. Diese Prozedur wurde insgesamt mit 500 verschiedenen Sätzen von Fehlern durchgeführt. Aus den Ergebnissen dieser Rechnungen wurden schließlich Mittelwerte und Standardabweichungen der Strahlmatrixelemente und Emittanzen bestimmt. Die resultierenden Werte sind in Tab. 5.6 zusammengefasst. Die Emittanzen betragen $(0,13 \pm 0,01)$ mm mrad horizontal und $(0,054 \pm 0,005)$ mm mrad vertikal, was normierten Emittanzen von $(1,4 \pm 0,1)$ mm mrad beziehungsweise $(0,60 \pm 0,06)$ mm mrad entspricht.

Tatsächlich wurde erwartet, dass die horizontale Emittanz größer als die vertikale Emittanz ist. Dies kann bereits durch den Effekt des Choppers erklärt werden [87], da dieser den Strahl horizontal über die Chopperblende bewegt.

Nebenbei bemerkt zeigen die hier bestimmten Emittanzen Abweichungen von den in [88] veröffentlichten Werten. In dieser Referenz wurden Strecken auf dem Target falsch gemessen. Der resultierende Fehler in der Pixelkalibration führte zu einer Unterschätzung der Strahlgröße um etwa 30%. Eine weitere Fehlerquelle in [88] waren die nicht-gaußschen Strahlprofile. Deren Breite wurde in der vorigen Auswer-

Tabelle 5.6.: Ergebnisse der vorgestellten Emittanzmessung bei einer kinetischen Energie von $(5,20 \pm 0,03)$ MeV. Die Werte der Strahlmatrix und Emittanz vor dem verwendeten Quadrupol I1QV01 sind angegeben. Die angegebenen Unsicherheiten berücksichtigen auch Korrelationen von Fitparametern (siehe Text).

Größe	Wert	Einheit
σ_{11}	$2,97 \pm 0,06$	mm^2
σ_{12}	$4,49 \pm 0,09$	mm mrad
σ_{22}	$6,79 \pm 0,13$	mrad^2
σ_{33}	$0,59 \pm 0,05$	mm^2
σ_{34}	$-1,27 \pm 0,11$	mm mrad
σ_{44}	$2,7 \pm 0,2$	mrad^2
ϵ_x	$0,13 \pm 0,01$	mm mrad
ϵ_{nx}	$1,4 \pm 0,1$	mm mrad
ϵ_y	$0,054 \pm 0,005$	mm mrad
ϵ_{ny}	$0,60 \pm 0,06$	mm mrad

tung bestimmt, indem basierend auf Anpassungen von Gaußkurven eine zusätzliche Abschätzung vorgenommen wurde. Durch die nun vorgenommene Anpassung zweier halber Gaußkurven konnte dieses Vorgehen beurteilt werden. Dabei zeigte sich, dass diese nachträgliche Änderung der mittels Gaußkurven bestimmten Strahlgröße ungeeignet für eine quantitative Analyse der Daten ist.

6 Messungen und Diskussion

In der Strahlzeit 2019 wurden diverse Emittanzmessungen durchgeführt. Dies umfasst zunächst eine Serie von Emittanzmessungen hinter dem Injektor des S-DALINAC, die in Kap. 6.1 beschrieben werden. Die Demonstration von Emittanzmessungen an anderen Positionen wird in Kap. 6.2 erläutert. Außerdem wurde eine Messreihe zum Vergleich der neuen OTR-Targets mit den etablierten BeO-Targets erstellt. Diese wird in Kap. 6.1.1 diskutiert. Weiterhin werden in Kap. 6.3 eine Dispersionsmessung am dreifach rezirkulierenden S-DALINAC vorgestellt und in Kap. 6.4 wird eine Untersuchung der Instabilität Beam Break-Up beschrieben.

Bei den Emittanzmessungen hinter dem Injektor ging es zuerst primär um Tests des Messverfahrens. Der für diese im Folgenden diskutierten Messungen hinter dem Injektorbeschleuniger des S-DALINAC relevante Teil des Beschleunigers ist in Abb. 6.1 zu sehen. Diese verschiedenen Tests sollen zunächst diskutiert werden, anschließend wird eine Messkampagne zur Abhängigkeit der Emittanz vom Strahlstrom bzw. der Einstellung der thermionischen Quelle vorgestellt. Dazu sollte bemerkt werden, dass die Emittanzen nicht direkt mit denen aus Kap. 5.5 vergleichbar sind. Die hier vorgestellten Messungen fanden ohne vorheriges *beam-based alignment* statt. Die Erfahrungen der Operateure in dieser Strahlzeit deuten aber an, dass sich die Strahlachse und die Symmetrieachse der Kavitäten voneinander unterscheiden haben. Dieser Versatz wirkt sich im Allgemeinen negativ auf die Emittanz aus. Dieser Effekt wurde allerdings nicht quantifiziert und konnte daher nicht auf seinen Einfluss auf die Emittanz untersucht werden. Für zukünftige Einstellungen ist die Bedeutung einer gründlichen Optimierung des Injektordurchschusses und der Ausrichtung des Injektorkryostaten zu betonen.

6.1 Emittanzmessungen hinter dem Injektorbeschleuniger

Die Tests des Messverfahrens dienen dabei gleichzeitig einer Einschätzung der Reproduzierbarkeit der Emittanzmessung. Über alle im Folgenden diskutierten Messungen hinweg betrugen die normierten Emittanzen $\epsilon_{nx} = (6,8 \pm 0,5)$ mm mrad und $\epsilon_{ny} = (2,5 \pm 0,3)$ mm mrad. Dabei wurde als Unsicherheit die Standardabweichung angegeben, da diese deutlich größer als die Messunsicherheit einer einzelnen Messung war. Damit konnte die Reproduzierbarkeit der gemessenen Emittanzen im Rahmen einer Unsicherheit von etwa 10% beobachtet werden.

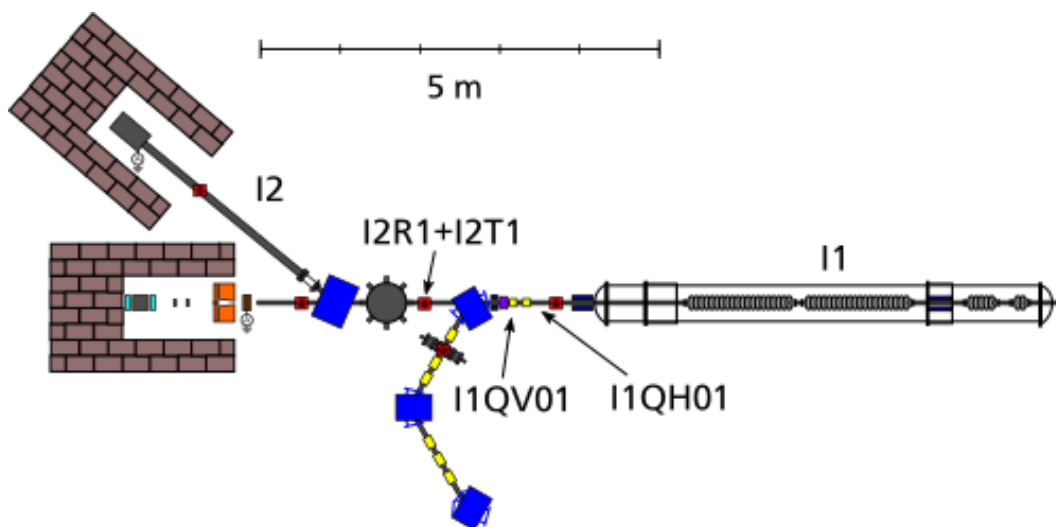


Abbildung 6.1.: Der für die Emittanzmessungen hinter dem Injektor wesentliche Teil des S-DALINAC. I2T1 und I2R1 befinden sich am selben Vakuumkreuz und werden mit der selben Kamera betrachtet. Entnommen aus [34], bearbeitet.

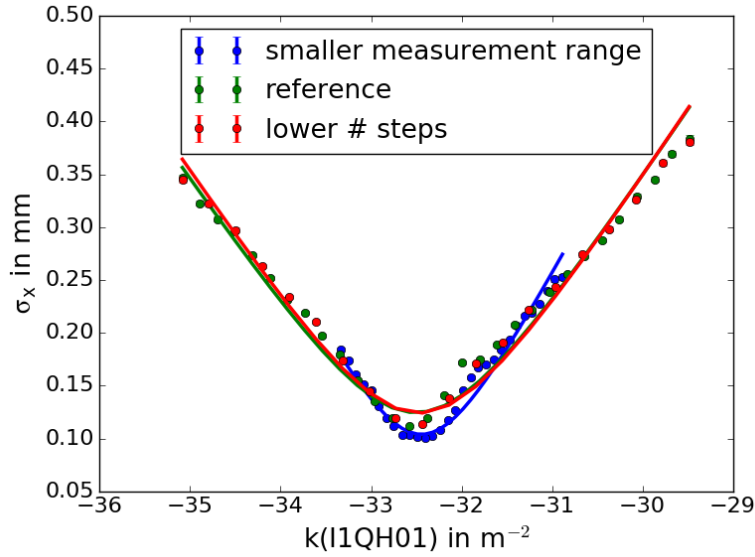


Abbildung 6.2.: Vergleich der Emittanzmessung mit OTR-Target bei verschiedenen Messparametern. Die Messunsicherheit ist kleiner als die eingezeichneten Symbole und daher nicht zu erkennen. Die blau eingezeichnete Messung resultiert in $\epsilon_{nx} = (7,0 \pm 0,2)$ mm mrad, die grün gezeichnete Messung in $\epsilon_{nx} = (6,7 \pm 0,2)$ mm mrad und die rot eingezeichnete Messung in $\epsilon_{nx} = (6,8 \pm 0,2)$ mm mrad. Die Messungen zeigen also eine hohe Reproduzierbarkeit.

Messparameter

In einer ersten Untersuchung sollte getestet werden, ob die gemessene Emittanz von technischen Parametern wie der Wahl des Quadrupolstellbereichs und der Schrittzahl oder der Fokussierung des Strahls abhängt. Dafür wurde eine Referenzmessung mit 30 Quadrupolstärken von I1QH01 zwischen $-35,1 \text{ m}^{-2}$ und $-29,5 \text{ m}^{-2}$ durchgeführt. Eine zweite Messung mit 30 Schritten von $-33,3 \text{ m}^{-2}$ bis $-30,9 \text{ m}^{-2}$ und eine weitere Messung mit 20 Schritten zwischen $-35,1 \text{ m}^{-2}$ und $-29,5 \text{ m}^{-2}$ dienten als Vergleich. Die Ergebnisse dieser drei Messungen sind in Abb. 6.2 zu sehen. Die angepassten Funktionen zeigen insbesondere bei Änderung des Messbereichs leichte Abweichungen voneinander. Die resultierenden Emittanzen betrugen $\epsilon_{nx} = (6,7 \pm 0,2)$ mm mrad und $\epsilon_{ny} = (2,6 \pm 0,1)$ mm mrad für die Referenzmessung, $\epsilon_{nx} = (7,0 \pm 0,2)$ mm mrad und $\epsilon_{ny} = (2,8 \pm 0,1)$ mm mrad für die Messung mit kleinerem Messbereich sowie $\epsilon_{nx} = (6,8 \pm 0,2)$ mm mrad und $\epsilon_{ny} = (2,6 \pm 0,1)$ mm mrad bei geringerer Schrittzahl. Damit sind die Ergebnisse der Emittanzmessung im Rahmen der genannten 10% Abweichung reproduzierbar. Dieses Maß an Reproduzierbarkeit bestand auch, als der verwendete Quadrupol gewechselt wurde. Für die Messungen in Abb. 6.2 wurde der Quadrupol I1QH01 variiert, wobei sich zwischen diesem und dem Target noch der Quadrupol I1QV01 befindet. Dieser Magnet war eingeschaltet, seine Transportmatrix musste also bestimmt und in der Rechnung berücksichtigt werden. Die berechneten Emittanzen stimmten jedoch mit denen durch Variation von I1QV01 bestimmten Emittanzen überein. Bei Variation von I1QV01 resultieren Emittanzen von $\epsilon_{nx} = (6,8 \pm 0,7)$ mm mrad und $\epsilon_{ny} = (2,4 \pm 0,3)$ mm mrad, wobei wieder die Standardabweichung der verschiedenen Messungen als Unsicherheit angegeben wurde.

Schärfentiefe

In einem weiteren Test sollte ein möglicher Einfluss der Schärfentiefe untersucht werden. Die Schärfentiefe (auch Tiefenschärfe genannt) des Systems aus Kamera und Objektiv beschreibt die Tatsache, dass nur in einem gewissen Entfernungsbereich das Objekt scharf abgebildet wird. Abb. 6.3 zeigt eine schematische Darstellung dieses Phänomens. Da die am S-DALINAC verwendeten Objektive sich nur lokal einstellen lassen, kann die Schärfentiefe im Strahlbetrieb nicht mehr verändert werden. Ein Einfluss der

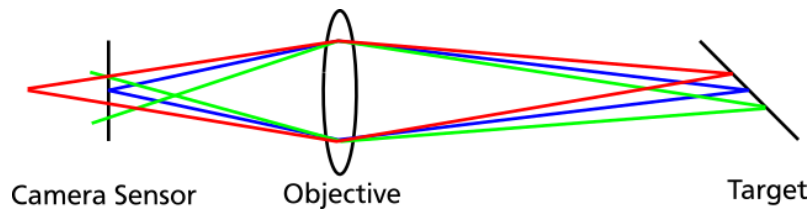


Abbildung 6.3.: Schematische Skizze des Effekts der Schärfentiefe. Objekte können durch ein Objektiv nur scharf auf den Kamerasensor abgebildet werden, wenn sie sich in der richtigen Entfernung befinden. Da die Targets am S-DALINAC aber unter einem Winkel von 45° zur Kamera stehen, sind die verschiedenen Regionen des Targets unterschiedlich weit von Objektiv und Kamera entfernt.

Schärfentiefe auf die Emittanzmessung wäre derartig denkbar, dass im scharfen Bereich der gemessene Strahlfleck kleiner ist als bei einer Messung des Strahlflecks im unscharfen Bereich. Zur Untersuchung dieses Effekts wurde die Emittanzmessung mit dezentral platzierten Strahlflecken durchgeführt. Dabei wurde der Strahl einmal auf dem Target links, also näher an der Kamera, und einmal rechts, also weiter entfernt platziert und jeweils eine Emittanzmessung durchgeführt. Diese Messungen können auch mit sämtlichen anderen Messungen verglichen werden, bei denen der Strahlfleck zentral positioniert war. Die dabei auftretenden Emittanzunterschiede zeigen keine systematische Abhängigkeit von der Position, sie liegen auch innerhalb der Reproduzierbarkeit von 10%. Das legt nahe, dass die Schärfentiefe keine Limitierung für die Emittanzmessung darstellt.

Strahlstrom

Zusätzlich wurde eine Änderung der Emittanz bei Änderung des Strahlstroms festgestellt. Diese Abhängigkeit wurde in einer Reihe weiterer Messreihen untersucht. Insbesondere war dabei von Interesse, ob über die Einstellung der thermionischen Elektronenquelle die Emittanz beeinflusst werden kann.

Erste Messreihe

Eine erste Untersuchung der Abhängigkeit der Emittanz von Strahlstrom und Quelleneinstellung ist in Abb. 6.4 gezeigt. Die Einstellung der thermionischen Quelle wird dabei über den Heizstrom des Filaments und die Gegenspannung charakterisiert. Da verschiedene Kombinationen von Heizstrom und Gegenspannung zum Erreichen eines bestimmten Strahlstroms genutzt werden können, existiert dort ein wählbarer Freiheitsgrad. In Abb. 6.4 ist zunächst in den Messreihen zu horizontaler und vertikaler Emittanz zu sehen, dass es eine systematische Abhängigkeit der Emittanz vom Strahlstrom gibt. Um zu untersuchen, ob dies möglicherweise eine implizite Abhängigkeit von der Gegenspannung ist, wurden für die vertikale Emittanz zwei Messreihen erstellt. Diese unterscheiden sich durch den verwendeten Heizstrom, wodurch zum Erreichen eines gewissen Strahlstroms andere Setzwerte der Gegenspannung nötig sind. Dabei stimmen die bei niedrigen Strahlströmen gemessenen Emittanzen überein, bei 1000 nA Strahlstrom allerdings ist ein deutlicher Unterschied sichtbar. Dies deutet darauf hin, dass durch eine geeignete Wahl der Quelleneinstellung die Emittanz verringert werden könnte.

Zweite Messreihe

Da dieser Befund nur auf einem Datenpunkt basiert, wurden spätere Messungen zur Überprüfung vorgenommen. Eine Messreihe dazu ist in Abb. 6.5 dargestellt. Dabei wurde einerseits über einen größeren Bereich von Strahlströmen gemessen, andererseits konnten horizontale und vertikale Emittanz gleichzeitig gemessen werden, sodass für beide eine hinreichend große Anzahl Messungen mit zwei verschiedenen Heizströmen aufgenommen werden konnte. In diesen Messungen ist wie zuvor eine Abhängigkeit der Emittanz vom Strahlstrom zu erkennen, im Gegensatz zur vorigen Messung ist das Verhalten hier aber für beide verwendeten Heizströme gleich. Im Vergleich zu Abb. 6.4 ist hier außerdem die horizontale Emittanz im gesamten Messbereich höher, die vertikale Emittanz jedoch niedriger. Das ist vermutlich auf

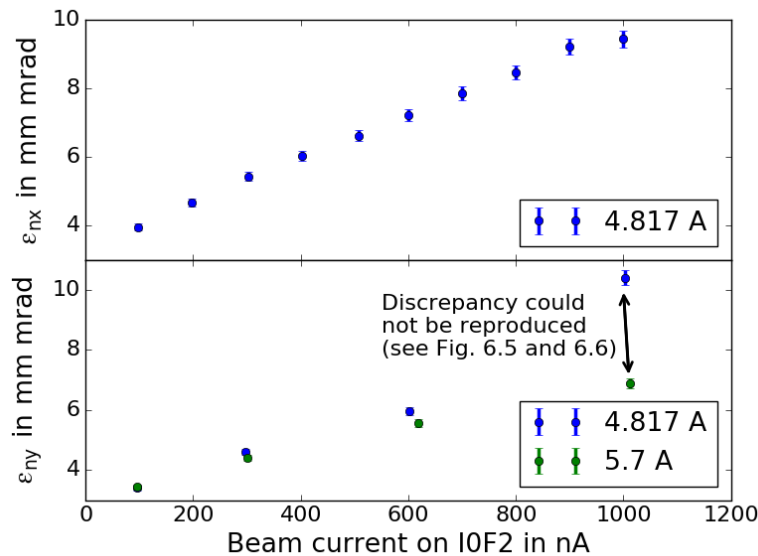


Abbildung 6.4.: Die gemessene normierte Emittanz in Abhängigkeit vom Strahlstrom für verschiedene Heizströme. Im oberen Teil des Bildes ist die horizontale Emittanz aufgetragen, im unteren Teil die vertikale Emittanz. Die horizontale Emittanz zeigt die Existenz eines systematischen Zusammenhangs zwischen Emittanz und Strahlstrom oder Quelleneinstellung. Die Messung der vertikalen Emittanz bei 1000 nA deutet an, dass über die Wahl der Quelleneinstellung die Emittanz beeinflusst werden kann. Dies konnte später nicht reproduziert werden (vgl. Abb. 6.5 und 6.6).

eine Drift des Beschleunigers bzw. dessen Korrektur durch die Operateure zurückzuführen, die während der acht Tage Strahlbetrieb zwischen den beiden Messungen stattgefunden hat.

Dritte Messreihe

Um nun die widersprüchlichen Schlussfolgerungen beider Messreihen zu überprüfen, wurde eine weitere, umfassendere Untersuchung durchgeführt. Da allerdings in der Zwischenzeit das Filament der thermionischen Elektronenquelle gewechselt wurde, diente die erneute Messung auch als Test, inwieweit der Wechsel des Gundrahtes sich auf die Emittanz auswirkt. Auffällig war, dass der Filamentwechsel zu einem geänderten Arbeitspunkt von Heizstrom und Gegenspannung führte. Um mit dem gleichen Heizstrom den gleichen Strahlstrom aus der Quelle zu extrahieren, war ein um etwa 20 V niedrigerer Wert der Gegenspannung nötig. Durch Verwendung der zuvor bereits zur Emittanzmessung genutzten Heizströme und den gleichen Strahlstrom-Bereich sollte die Vergleichbarkeit trotzdem möglichst hoch gehalten werden. Die mit neuem Filament bestimmten Emittanzen in Abhängigkeit von Strahlstrom sind in Abb. 6.6 dargestellt. Es zeigt sich vor allem bei der vertikalen Emittanz kein Unterschied zwischen den Emittanzen für verschiedene Guneinstellungen. Die horizontale Emittanz zeigt zwar geringfügig abweichende Werte, allerdings ist dabei kein systematischer Trend zu beobachten. Insbesondere die in Abb. 6.4 sichtbare klare Diskrepanz zweier Emittanzmessungen bei geändertem Heizstrom kann nicht reproduziert werden. Die kleinen Abweichungen der horizontalen Emittanz bei 5,7 A Heizstrom in Abb. 6.6 könnten auch durch eine Drift des Beschleunigers verursacht worden sein, da diese Messreihe zuletzt aufgenommen wurde. Die Messung bei 5,021 A Heizstrom hingegen wurde zuerst durchgeführt, da dieser Heizstrom auch für den vorigen Strahlbetrieb des Beschleunigers genutzt wurde. Daher ist es auch möglich, dass die Beschleunigereinstellung für diesen Heizstrom optimiert war. Eine Zusammenfassung der drei vorgestellten Messreihen ist in Abb. 6.7 gezeigt.

Fazit

Als Schlussfolgerung aus diesen Messungen bleibt festzuhalten, dass eine deutliche Abhängigkeit der Emittanz vom Strahlstrom beobachtet wurde. Dieser Zusammenhang war in früheren Arbeiten wie

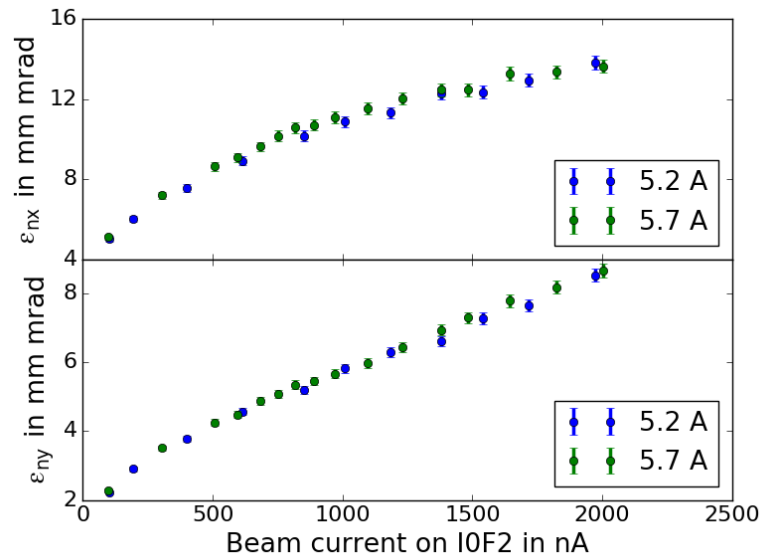


Abbildung 6.5.: Die gemessene normierte Emittanz in Abhängigkeit vom Strahlstrom für verschiedene Heizströme. Im oberen Teil des Bildes ist die horizontale Emittanz aufgetragen, im unteren Teil die vertikale Emittanz. Hier zeigt sich eine Abhängigkeit der Emittanz vom Strahlstrom, die aber unabhängig von der Quelleneinstellung ist.

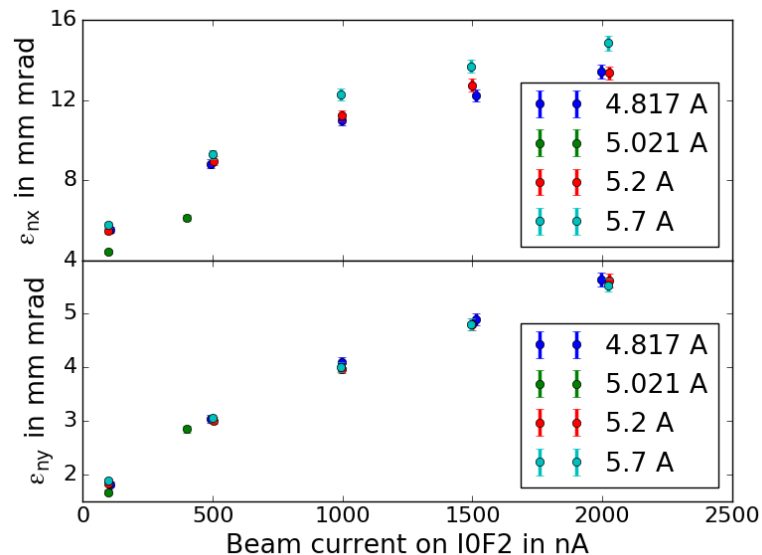


Abbildung 6.6.: Die gemessene normierte Emittanz in Abhängigkeit vom Strahlstrom für verschiedene Heizströme. Im oberen Teil des Bildes ist die horizontale Emittanz aufgetragen, im unteren Teil die vertikale Emittanz.

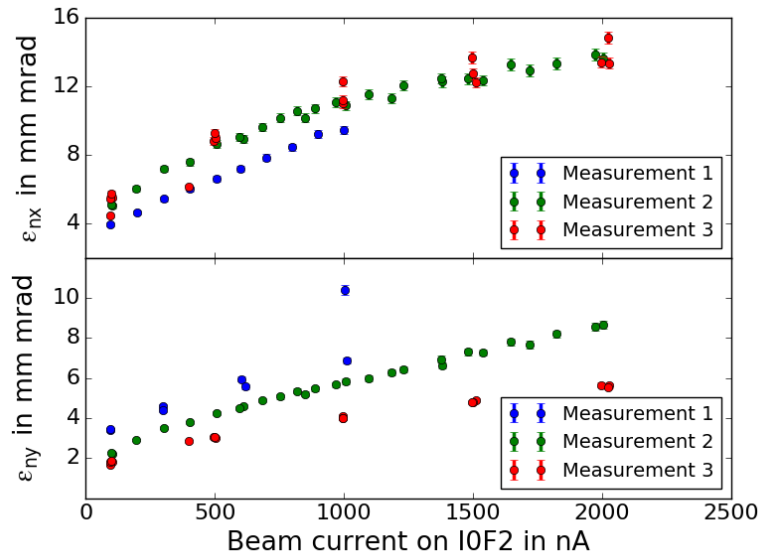


Abbildung 6.7.: Eine Zusammenfassung der Messungen der normierten Emittanz in Abhängigkeit vom Strahlstrom. In blau dargestellt ist die in Abb. 6.4 gezeigte Messung, in grün die in Abb. 6.5 gezeigte Messung und in rot die in Abb. 6.6 gezeigte Messung. Diese Abbildung verdeutlicht die Emittanzänderungen, die zwischen den verschiedenen Messungen auftraten.

[78, 85] nicht erkennbar. Da nur ein Messpunkt, der nicht reproduziert werden konnte, eine darüber hinausgehende Abhängigkeit vom Setzwert der thermionischen Elektronenquelle zeigt, muss dieser Wert als Ausreißer betrachtet werden. In allen anderen Messungen konnte die Guneinstellung die Emittanz bei gegebenem Strahlstrom nicht beeinflussen. Zwischen den einzelnen Messungen wurde eine Veränderung der Emittanz beobachtet, die vermutlich auf Drifts des Beschleunigers zurückzuführen ist. Das erschwert natürlich die Nutzung der gewonnenen Strahlparameter beispielsweise für Strahldynamiksimulationen, da diese Parameter bereits während einer Strahlzeit schwanken. Veränderungen der Emittanz von Strahlzeit zu Strahlzeit konnten bislang noch nicht untersucht werden.

6.1.1 Vergleich von OTR- und BeO-Targets

Im Rahmen der Tests zur Validierung des Emittanz-Messsystems wurde auch ein Vergleich zwischen OTR- und BeO-Targets angestellt. Dafür wurden das Leuchttarget I2T1 und das OTR-Target I2R1 genutzt, da sie sich an der gleichen Position befinden und daher direkt vergleichbar sind. Dieser direkte Vergleich wird in Abbn. 6.8 und 6.9 gezeigt. Dabei ist wichtig, dass neben der Targetposition auch die Beschleunigereinstellung gleich ist, sodass hier das Target den einzigen Unterschied darstellt. Während auf dem OTR-Target ein sehr fokussierter Strahlfleck zu sehen ist, scheint der Strahl auf dem BeO-Target eine deutlich größere Ausdehnung zu haben. Dies ist durch die hohe Sensitivität von BeO begründet. Schon geringe Elektronenströme reichen aus, um intensives Szintillationslicht zu erzeugen, wodurch auch weit vom Strahlschwerpunkt entfernte Regionen hell erscheinen. Gleichzeitig ist es möglich, dass der Szintillator saturiert, sich also auch höhere Elektronendichten im Strahlzentrum nicht in höherer Lichtintensität äußern. Dieses Verhalten ist für quantitative Messungen des Strahls natürlich problematisch, da typischerweise die Helligkeitsverteilung in der Kamera als Maß für die Elektronenverteilung im Strahlfleck genutzt wird. Andererseits bietet die hohe Sensitivität der Leuchttargets Vorteile beim Fädeln des Strahls, da bereits eine geringe Transmission von Elektronen reicht, um auf eine Strahlfleckaufnahme optimieren zu können.

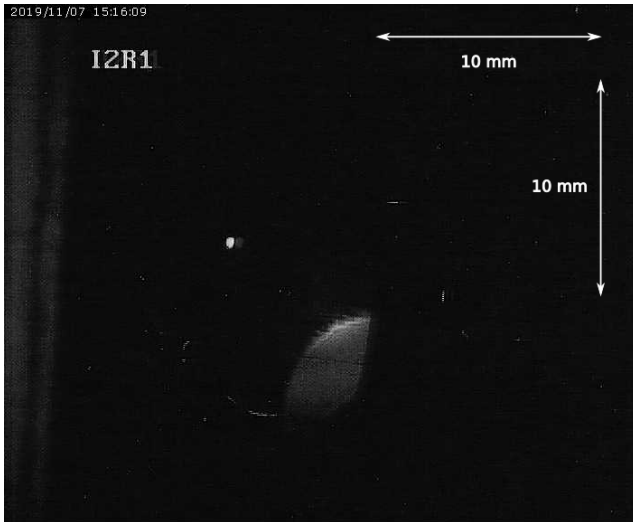


Abbildung 6.8.: Strahlfleck auf OTR-Target. Im unteren Bereich des Targets ist reflektiertes Licht unbekannten Ursprungs sichtbar.

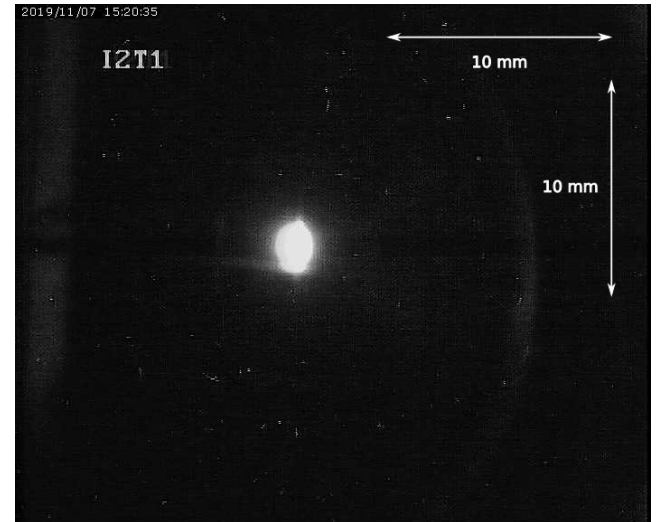


Abbildung 6.9.: Strahlfleck auf BeO-Target. Die Strahl- und Kameraeinstellung ist identisch zu Abb. 6.8. Die Strahlausdehnung erscheint hier um den Faktor 8 größer.

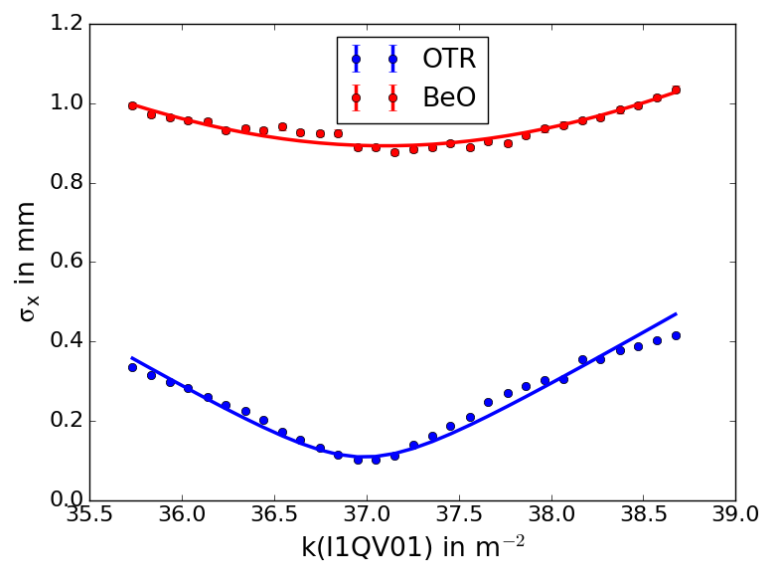


Abbildung 6.10.: Vergleich der für eine Emittanzmessung gemessenen Strahlgrößen auf OTR- und BeO-Target bei 100 nA Strahlstrom. Die Messunsicherheit ist kleiner als die eingezeichneten Symbole und daher nicht zu erkennen.

Zur Quantifizierung der Unterschiede zwischen beiden Targets wurden Emittanzmessungen genutzt. In Abb. 6.10 wird die Abhängigkeit der gemessenen Strahlgröße von der Quadrupolstärke gezeigt. Wieder ist wichtig, dass die Strahleinstellung zwischen beiden Messungen nicht verändert wurde, der einzige Unterschied ist also das Targetmaterial. Auch die Kameraeinstellung und damit der Abbildungsmaßstab sind identisch. Es zeigt sich, dass mit BeO nur Strahlgrößen von geringfügig unter 0,9 mm gemessen werden können, während mit OTR-Target bis zu 0,1 mm kleine Strahlflecken aufgelöst werden. Entsprechend ist die mit BeO-Target bestimmte Emittanz etwa eine Größenordnung größer als die mit OTR-Target gemessene Emittanz.

6.2 Demonstration der Emittanzmessaufbauten in den Rezirkulationen

Wie in Kap. 5.2 bereits erwähnt wurde, soll am S-DALINAC an mehreren Stellen die Emittanz gemessen werden. Daher wurden auch in sämtlichen Rezirkulationen OTR-Targets und Kameras installiert. Abb. 5.1 zeigt die Positionen dieser Aufbauten. Deren Funktionsfähigkeit wurde in der Strahlzeit 2019 getestet. Dies stellte eine Komplikation dar, da für den Experimentierbetrieb der Hauptbeschleuniger nur einmal durchlaufen wurde, die Rezirkulationen wurden also für den Strahlbetrieb nicht genutzt. Für den Test der neuen Aufbauten musste der Strahl daher jeweils neu eingestellt werden. Da die Strahleinstellung nur bis zum jeweiligen OTR-Target vorgenommen wurde, stand keine Möglichkeit zur Messung der Transmission zur Verfügung. Außerdem ist es möglich, dass die Bögen nicht optimal eingestellt waren, um eine dispersionsfreie Gerade zu gewährleisten (vgl. auch Kap. 4.2 und 6.3). Daher kann bei jeder Emittanzmessung eine niedrige Emittanz mit Strahlverlusten oder eine hohe Emittanz mit einer dispersiven Emittanzvergrößerung begründet werden. Die durchgeführten Emittanzmessungen in den Rezirkulationen dienen daher nur der Demonstration der Messaufbauten. Eine Aussage über die Emittanz im rezirkulierenden Betrieb kann nur basierend auf einer Emittanzmessung in diesem Modus getroffen werden. Trotz dieser eingeschränkten Aussagekraft der Messungen sollen diese im Folgenden vorgestellt werden.

Erste Rezirkulation

In der ersten Rezirkulation konnten sowohl die horizontale als auch die vertikale Emittanz gemessen werden. Nach dem Ausfall einer Kavität und der dadurch bedingten Pause im Strahlbetrieb wurde der Strahl wiederhergestellt und die Emittanzmessungen wiederholt. Alle diese Messungen wurden bei einem Strahlstrom von 100 nA und einer kinetischen Energie von 22,7 MeV durchgeführt. Die Messungen der horizontalen Emittanz resultieren zu einem Mittelwert von $\epsilon_{nx} = (10 \pm 1)$ mm mrad, wobei die Standardabweichung als Unsicherheit angegeben wurde. Sie stimmen also im Rahmen von 10% Reproduzierbarkeit überein. Die vertikalen Emittanzen vor und nach der Unterbrechung jedoch unterscheiden sich deutlich. Gemessen wurden $\epsilon_{ny} = (28 \pm 1)$ mm mrad bzw. $\epsilon_{ny} = (11 \pm 1)$ mm mrad, wobei der Ursprung der Diskrepanz zunächst unklar ist. Es ist einerseits möglich, dass sich die Einstellung des Beschleunigers während der Unterbrechung verändert hat und sich dies auf die Emittanz auswirkt. Andererseits legen

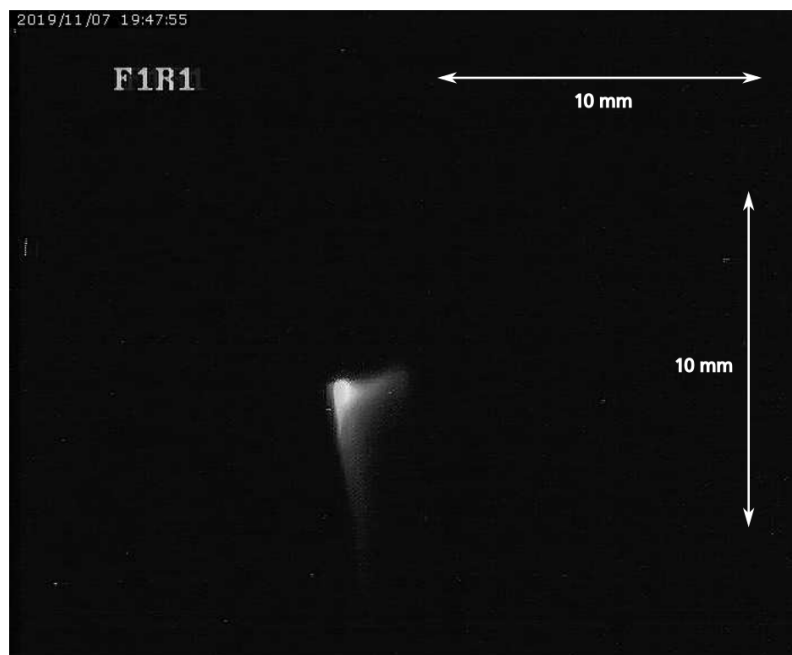


Abbildung 6.11.: Ein beispielhafter gemessener Strahlfleck auf F1R1. Ein nicht-gaußscher Phasenraum verringert die Aussagekraft der Emittanzmessung.

die Strahlfleckaufnahmen einen nicht-gaußschen Phasenraum nahe. Ein Beispiel eines solchen Targetbildes ist in Abb. 6.11 gezeigt. Bei einem solchen nicht-gaußschen Phasenraum kann es je nach Wahl der Projektionen zu einer Veränderung der gemessenen Emittanz kommen. In [85] wurde anhand eines simulierten Beispiels untersucht, wie sich ein nicht-gaußscher Phasenraum auf die gemessene Emittanz auswirkt. Das Strahlmatrixelement σ_{12} zeigte mit 17,6% die größte Abweichung, die Emittanz wurde um 7,2% falsch bestimmt. Dieses Beispiel verdeutlicht das Problem, das ein nicht-gaußscher Phasenraum für die Emittanzmessung darstellt, welches aber in [85] durch eine tomographische Rekonstruktion des Phasenraumes abgemildert wurde.

Zweite Rezirkulation

Auch in der zweiten Rezirkulation wurde horizontale und vertikale Emittanz bei einem Strahlstrom von 100 nA gemessen. Die kinetische Energie betrug in diesem Fall 30,9 MeV. Die horizontale Emittanz wurde zu $\epsilon_{nx} = (5,0 \pm 0,2)$ mm mrad bestimmt. Für die vertikale Emittanz wurden mehrere Messreihen aufgenommen, da die Abhängigkeit der Strahlgröße von der Quadrupolstärke teils nicht den erwarteten Parabelverlauf zeigte, wie in Abb. 6.12 zu sehen ist. Dies ist vermutlich durch Abweichungen von gaußschen Strahlprofilen zu erklären, die die Funktionsanpassung zur Bestimmung der Strahlgröße stören, wie in Abb. 6.13 gezeigt wird. Trotzdem führten zwei Messungen bei 100 nA mit verschiedenen Magneteinstellungen zu näherungsweise übereinstimmenden vertikalen Emittanzen, die gemittelt $\epsilon_{ny} = (4,4 \pm 0,4)$ mm mrad ergeben. Die vertikale Emittanz wurde hier auch mit niedrigeren Strahlströmen gemessen. Eine Messung bei 36 nA ergab $\epsilon_{ny} = (2,78 \pm 0,09)$ mm mrad, bei nur 8 nA betrug die Emittanz $\epsilon_{ny} = (1,89 \pm 0,06)$ mm mrad. Dies unterstützt die zuvor hinter dem Injektor beobachtete Abhängigkeit der Emittanz vom Strahlstrom zumindest qualitativ, obwohl die absolute Aussagekraft der Messungen wie beschrieben eingeschränkt ist.

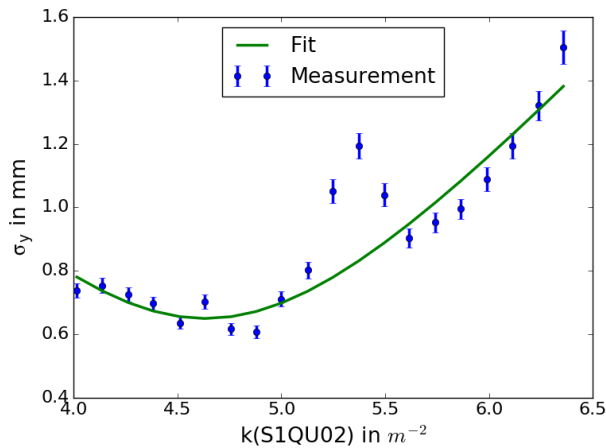


Abbildung 6.12.: Abhängigkeit der vertikalen Strahlgröße von der Quadrupolstärke von S1QU02. Die deutliche Abweichung vom parabelförmigen Verhalten ist auf nicht-gaußsche Strahlprofile zurückzuführen.

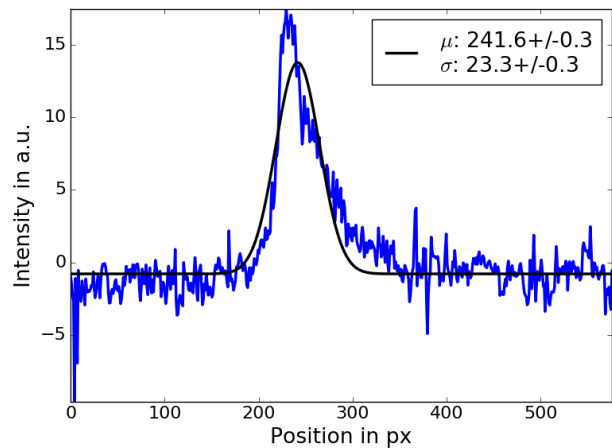


Abbildung 6.13.: Gemessenes vertikales Strahlprofil auf S1R1 mit angepasster Gaußfunktion. Die Abweichungen vom gaußschen Phasenraum erschweren die Bestimmung der Emittanz. Auch die Anpassung zweier Gaußfunktionen beschreibt dieses Profil nicht.

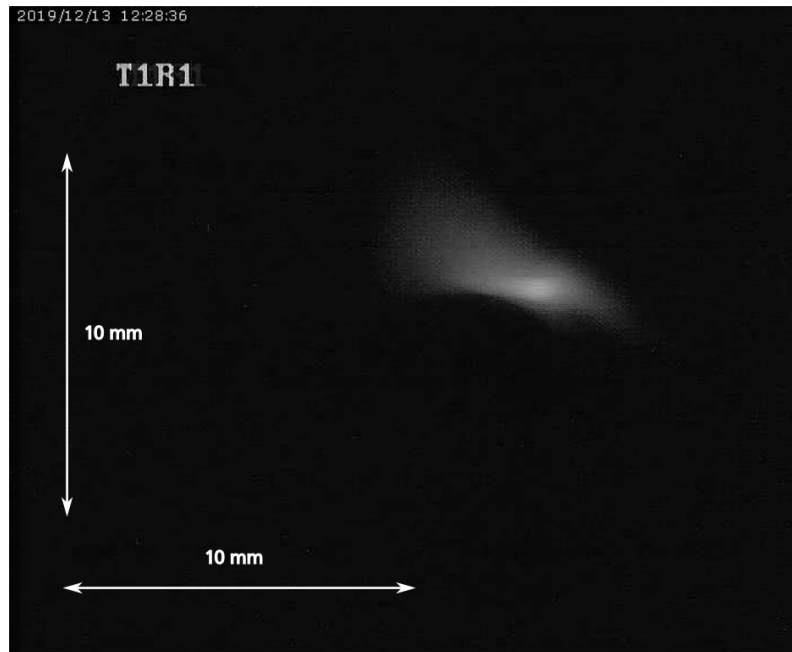


Abbildung 6.14.: Ein beispielhafter gemessener Strahlfleck auf T1R1. Wegen des diffusen Strahlflecks wurde der Strahlstrom von den gezeigten 100 nA für weitere Messungen erhöht.

Dritte Rezirkulation

In der dritten Rezirkulation wiederum wurden zunächst Messungen der vertikalen Emittanz durchgeführt. Dann kam es zu einer Unterbrechung des Strahlbetriebs, erst einige Stunden später wurde mit geänderter Energie wieder in die dritte Rezirkulation eingeschossen. Danach wurden sowohl die horizontale als auch die vertikale Emittanz bestimmt. Vor der Unterbrechung konnte die vertikale Emittanz in zwei Messungen mit 100 nA und 31,2 MeV zu $\epsilon_{ny} = (2,3 \pm 0,3)$ mm mrad bestimmt werden. Nach der Wiederherstellung des Strahls wurde die Energie auf 26,0 MeV reduziert. Da außerdem, wie in Abb. 6.14 zu sehen ist, teils ein diffuser und schwacher Strahlfleck zu sehen war, wurde auch der Strahlstrom auf 450 nA erhöht. Dabei wurden jeweils zwei Messungen für die horizontale und vertikale Emittanz durchgeführt. Gemittelt resultieren Emittanzen von $\epsilon_{nx} = (15 \pm 1)$ mm mrad und $\epsilon_{ny} = (2,05 \pm 0,05)$ mm mrad. Dabei ist die gute Übereinstimmung der vertikalen Emittanz zur Messung vor der Unterbrechung des Strahlbetriebs insoweit überraschend, dass zwischen beiden Messungen der Strahlstrom geändert wurde, was nach Kap. 6.1 zu einer Änderung der Emittanz führen müsste. Die geänderte Energie hingegen dürfte sich auf die normierte Emittanz nicht auswirken, da die normierte Emittanz so definiert ist, dass sie bei Energieänderungen konstant bleibt. Eine Erklärung wäre, dass an dieser Stelle die provisorisch eingestellte Strahlführung zu einer begrenzten Akzeptanz führt, durch die nur ein Teil des Phasenraums transmittiert wurde.

Fazit

Die vorgestellten Messungen dienen primär als Demonstration der Funktionsfähigkeit der Emittanzmessstellen in den Rezirkulationen. Da in allen drei Rezirkulationen Emittanzmessungen sowohl für die horizontale als auch für die vertikale Emittanz durchgeführt wurden, ist die Funktionsfähigkeit demonstriert worden. Im Hinblick auf die exakte Bestimmung der Emittanz kam es allerdings zu verschiedenen Schwierigkeiten. Dabei sind vor allem Effekte zu nennen, die durch eine saubere Einstellung für den rezirkulierenden Betrieb vermieden werden können, nämlich eine mögliche Dispersion auf der Gerade und Strahlverluste. Auch die Abweichungen vom gaußschen Strahlprofil könnten dann gerin-

ger sein. Daher ist im rezirkulierenden Betrieb eine höhere Zuverlässigkeit der Emittanzmessung zu erwarten, wodurch auch eine Untersuchung der Emittanzentwicklung ermöglicht wird.

6.3 Dispersionsmessung im dreifach rezirkulierenden Betrieb

Die Inbetriebnahme des dreifach rezirkulierenden S-DALINAC fand im November 2018 statt. Als Teil der Inbetriebnahme wurden transversale und longitudinale Dispersion gemessen. Der Aufbau des S-DALINAC und die für die Dispersionsmessung relevanten Komponenten sind in Abb. 6.15 gezeigt.

Vorgehen

Die Dispersionsmessung am S-DALINAC basiert auf der Messung der Schwerpunktskoordinaten in Abhängigkeit von der Strahlenergie (bzw. äquivalent dem Strahlimpuls). Die horizontale Position des Strahlschwerpunkts ändert sich mit linearer Strahldynamik (vgl. Gl. (3.4)) gemäß

$$x\left(\frac{\Delta p}{p_0}\right) = x_0 + R_{16} \frac{\Delta p}{p_0}, \quad (6.1)$$

die longitudinale Position gemäß

$$z\left(\frac{\Delta p}{p_0}\right) = z_0 + R_{56} \frac{\Delta p}{p_0}. \quad (6.2)$$

Für diese Messung wurde die Strahlenergie durch Verändern der Amplitude von A1SC07 variiert. Da A1SC08 nicht in Betrieb war, war dies die letzte Kavität vor Eintritt in die Rezirkulationen. Zur Messung der transversalen Dispersion wurden Leuchttargets verwendet, indem die Abhängigkeit des Strahlschwerpunkts auf dem Targetbild von der Kavitätsamplitude bestimmt wurde. Dabei wurde in jeder Rezirkulation das erste Leuchttarget auf der Geraden ausgewählt (F1T1, S1T1, T1T1), außerdem wurde auf A1T1 die Dispersion für jeden aus der Rezirkulation kommenden Strahl gemessen. Die longitudinale Dispersion wurde auf den Geraden jeder Rezirkulation gemessen, wobei sich je ein HF-Monitor am

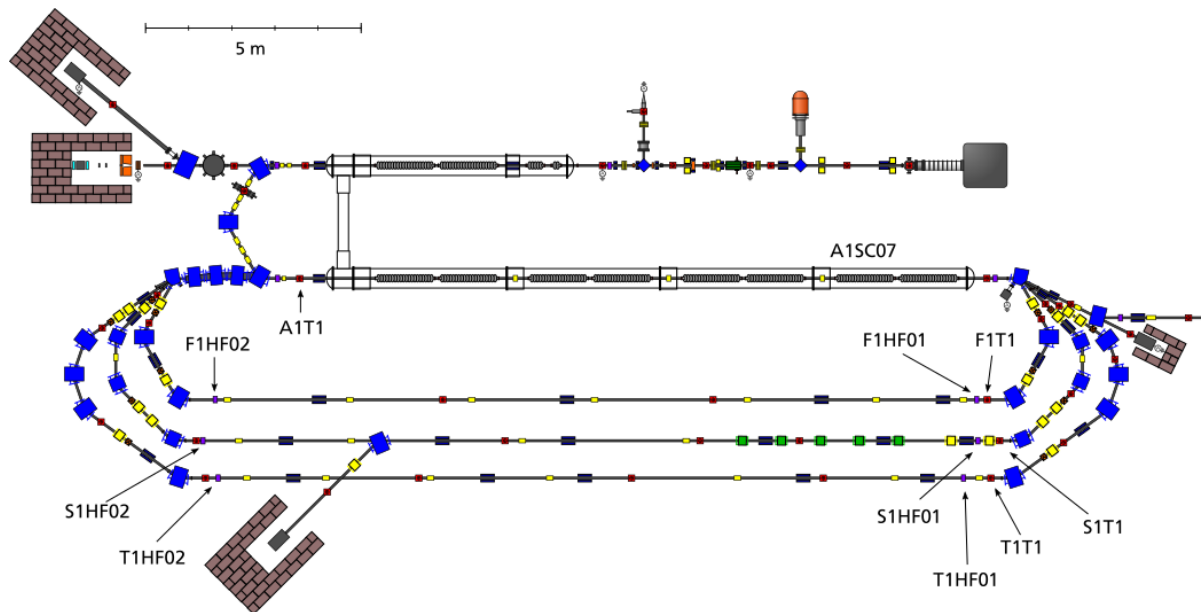


Abbildung 6.15.: Der Übersichtsplan des S-DALINAC, in dem die Elemente, die für die Dispersionsmessung relevant sind, markiert wurden. HF-Monitore sind violett, Leuchttargets rot eingezeichnet. Entnommen aus [34], bearbeitet.

Beginn und Ende der Gerade befindet. Mit den HF-Monitoren lassen sich zunächst einmal Phasendifferenzen bzw. Phasenänderungen messen. Diese können aber in eine Änderung der longitudinalen Position umgerechnet werden. Eine ausführlichere Beschreibung dieser Messmethode findet sich in [15, 108].

Jegliche Messung der Dispersion, ob longitudinal oder transversal, benötigt zunächst eine Kalibration der Kavität, um die durch eine Änderung der Kavitätsamplitude verursachte Energieänderung zu quantifizieren. Diese Prozedur ist beispielsweise in [108] beschrieben. Da aber im mehrfach rezirkulierenden Betrieb die longitudinale Dispersion einer Rezirkulation den Energiegewinn beim nächsten Beschleuniger-Durchlauf beeinflusst, kann nur eine Rezirkulation nach der anderen ausgewertet werden.

Erste Rezirkulation

Daher soll zunächst die Auswertung der Dispersion in der ersten Rezirkulation vorgestellt werden. Für die Messung der transversalen Dispersion wurde dazu zunächst aus den Targetbildern der Strahlschwerpunkt bestimmt. Die Abhängigkeit des Strahlschwerpunkts von der Strahlenergie liefert mit einer linearen Anpassung die transversale Dispersion. In der ersten Rezirkulation wurde auf F1T1 eine transversale Dispersion konsistent mit 0 gemessen. Die Messdaten sind im Anhang in Abb. B.1 dargestellt. Wie in Abb. B.2 zu sehen ist, war auch auf A1T1 die Dispersion mit $(-0,14 \pm 0,13)$ mm/% nur geringfügig von Null verschieden. Daraus kann zunächst gefolgert werden, dass die gewünschte Dispersionsfreiheit am Ende jedes Bogens im Rahmen der Einstellgenauigkeit erreicht wurde. Für die Messung der longitudinalen Dispersion fand eine Auswertung der Phasensignale von F1HF01 und F1HF02 statt. Die gemessenen Phasenänderungen in Abhängigkeit der Energieänderung wurden zunächst in eine Längenänderung umgerechnet. Die resultierenden Daten werden in Abb. 6.16 für F1HF01 gezeigt. Daraus folgt über eine Geradenanpassung eine longitudinale Dispersion von $(4,87 \pm 0,08)$ mm/%.

Da zum Zeitpunkt der Messung in der ersten Rezirkulation in den Bögen nur jeweils zwei Quadrupolmagnete als Freiheitsgrade zur Verfügung standen, ist es hier nicht möglich gewesen, sämtliche dispersiven Terme (R_{16} , R_{26} , R_{56}) gezielt einzustellen. Die Messung der longitudinalen Dispersion mit F1HF02 fand bei einem anderen Strahlstrom statt, da dieser Monitor einen anderen optimalen Arbeitspunkt hat. Die

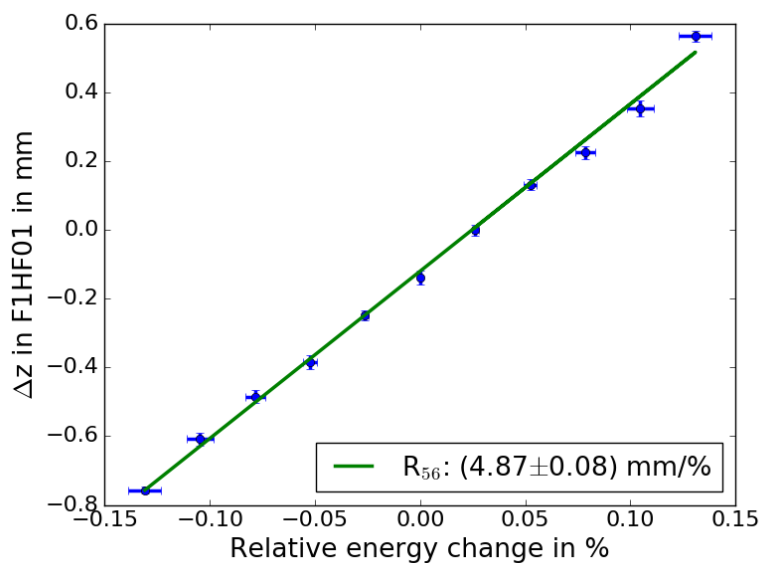


Abbildung 6.16.: Die gemessene Abhängigkeit der longitudinalen Bunchposition in F1HF01 von der relativen Energieänderung.

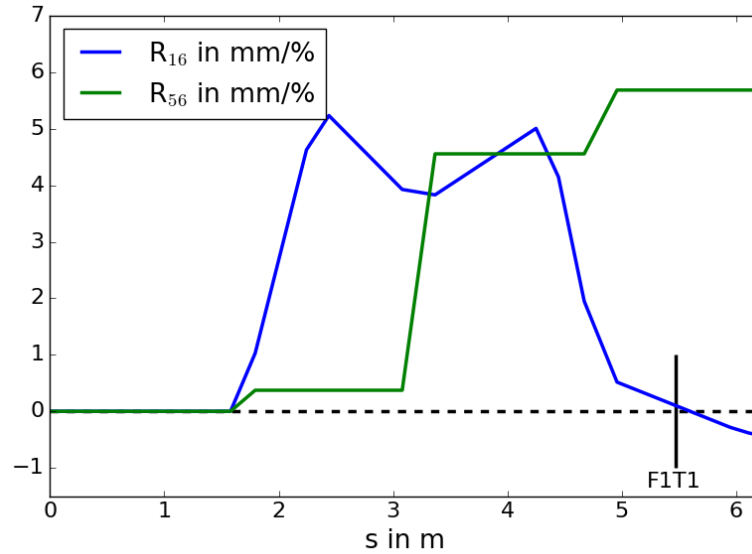


Abbildung 6.17.: Die simulierte Dispersion mit der genutzten Maschineneinstellung im ersten Bogen und zu Beginn der Gerade der ersten Rezirkulation.

Daten sind in Abb. B.3 gezeigt. Dabei wurde eine longitudinale Dispersion von $(6,6 \pm 0,2)$ mm/% gemessen, obwohl sie wegen [4]

$$R_{56} = - \int \frac{R_{16}}{R} ds + \frac{s}{\gamma^2} \quad (6.3)$$

auf der Gerade konstant bleibt. Für diese Abweichung konnte keine Ursache gefunden werden. Ebenso überraschend war, dass sowohl F1HF01 als auch F1HF02 im jeweils schlechter geeigneten Strahlstrombereich zur Dispersionsmessung genutzt werden konnten, ohne eine deutliche Vergrößerung der Messunsicherheit zu beobachten. Dabei wurde mit F1HF01 ein R_{56} von $(5,2 \pm 0,2)$ mm/% gemessen, mit F1HF02 resultierte $R_{56} = (4,6 \pm 0,1)$ mm/%. Diese Werte stützen eher die von F1HF01 gemessene longitudinale Dispersion.

Eine Simulation der Strahldynamik der ersten Rezirkulation mit der im Betrieb genutzten Quadrupoleinstellung ist in Abb. 6.17 zu sehen. Dabei wird deutlich, dass am Ort des Targets F1T1, auf dem die transversale Dispersion gemessen wird, ein Nulldurchgang von R_{16} vorliegt, allerdings die Steigung von R_{16} ungleich Null ist. Das bedeutet, dass die beabsichtigte Dispersionfreiheit der Gerade nicht realisiert wurde, obwohl die Messung auf F1T1 das nahelegt. Die Winkeldispersion R_{26} , welche die Steigung von R_{16} ist, wurde allerdings nicht gemessen. Die Simulation bestätigt außerdem, dass longitudinale Dispersion vorliegt. Sie stimmt qualitativ mit der gemessenen longitudinalen Dispersion überein.

Zweite Rezirkulation

Energieänderung

Durch die longitudinale Dispersion in der ersten Rezirkulation berechnet sich die Energieänderung des Strahls in der zweiten Rezirkulation also aus der Energieänderung durch Veränderung der Kavitätsamplitude und durch die durch R_{56} verursachte Phasenänderung beim Wiedereintritt in den Hauptbeschleuniger. Dabei muss auch beachtet werden, dass die Amplitudenänderung von A1SC07 bei zwei Beschleuniger-Durchläufen präsent ist. Dabei ist problematisch, dass es keine Möglichkeit zur Messung der longitudinalen Dispersion am Ende einer Rezirkulation gibt. Dies liegt daran, dass die longitudinale Dispersion dafür auf der Gerade vor dem Hauptbeschleuniger gemessen werden müsste. An diesem Ort überlagern sich aber mehrere Strahlen, sodass die Signale eines Strahls nicht separiert werden können.

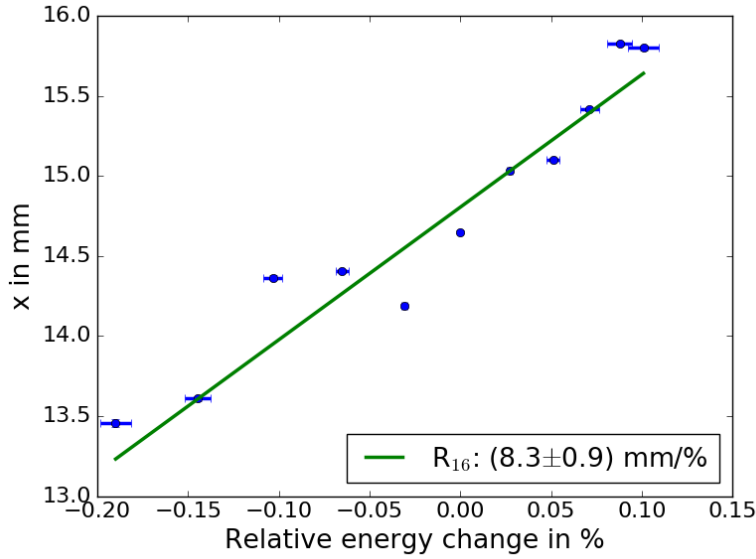


Abbildung 6.18.: Die gemessene horizontale Position des Strahlschwerpunkts auf S1T1 in Abhängigkeit von der Energieänderung.

Auch eine Bestimmung von R_{56} aus einer Strahldynamiksimulation ist problematisch, da in der vorliegenden Einstellung wegen der transversalen Dispersion auf der Gerade sämtliche Quadrupolmagnete die transversale Dispersion und damit nach Gl. (6.3) auch den Beitrag des zweiten Bogens zur longitudinalen Dispersion beeinflussen. Dies führt zu einer erhöhten Unsicherheit der resultierenden longitudinalen Dispersion. Daher ist die in der zweiten Rezirkulation vorliegende Energieänderung nur mit einer hohen Unsicherheit zu bestimmen.

Transversale Dispersion

Wie in der ersten Rezirkulation wurde auch auf S1T1 die transversale Dispersion gemessen. Wie in Abb. 6.18 gezeigt, ist dabei ein näherungsweise linearer Zusammenhang von Strahlposition und Energie erkenntlich, mit einer resultierenden transversalen Dispersion von $(8,3 \pm 0,9)$ mm/%. Das Ziel einer dispersionsfreien Einstellung wurde hier also nicht erreicht, trotz vier Quadrupolmagneten als Freiheitsgraden im Bogen.

Longitudinale Dispersion

Um die longitudinale Dispersion zu bestimmen, wurde in Abb. 6.19 wieder die longitudinale Positionsänderung über der Energieänderung aufgetragen. Es zeigt sich ein deutlich nichtlineares Verhalten. Dies steht im Gegensatz zu den Erwartungen nach Gl. (6.2) und früheren Messungen in [15]. In [14] wurde lediglich im Injektorbogen eine durch Flugzeiteffekte hervorgerufene Nichtlinearität festgestellt. Durch die im Vergleich zum Injektorbogen deutlich höhere Energie sind Flugzeiteffekte hier vernachlässigbar. Lediglich in [108] wurde bisher am S-DALINAC ein vergleichbarer Effekt beobachtet. Allerdings waren die in [108] verwendeten relativen Energieänderungen mit über 2% deutlich größer.

Analyse der Nichtlinearität

Eine erste phänomenologische Berücksichtigung dieser Nichtlinearität in Gl. (6.2) ist durch Hinzufügen eines quadratischen Terms möglich, so dass

$$z = z_0 + R_{56} \frac{\Delta p}{p_0} + T_{566} \left(\frac{\Delta p}{p_0} \right)^2 \quad (6.4)$$

resultiert. Um den Ursprung dieses quadratischen Terms zu untersuchen, wurde eine *elegant*-Simulation genutzt. Eine mögliche Erklärung ist, dass die durch die longitudinale Dispersion in der ersten Rezirkulation verursachte Phasenänderung beim zweiten Hauptbeschleuniger-Durchlauf und die Krümmung des

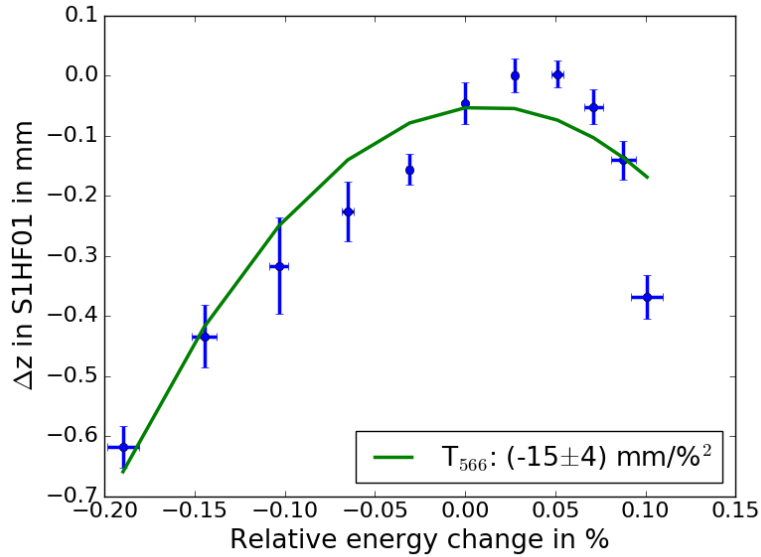


Abbildung 6.19.: Die gemessene Abhängigkeit der longitudinalen Bunchposition in S1HF01 von der relativen Energieänderung.

Hochfrequenzfeldes die Ursachen für diese Nichtlinearität sind. Daher umfasst diese Simulation die Energieänderung vor der ersten Rezirkulation und die dispersiven Effekte in dieser. Danach tritt der Strahl in den Hauptbeschleuniger ein, bei dem wiederum die Energieänderung der letzten Kavität berücksichtigt werden muss, und wird weiter in die zweite Rezirkulation transportiert, die entsprechend den real verwendeten Setzwerten eingestellt ist. In dieser Simulation resultiert $T_{566} \approx -20 \text{ mm}/\%^2$, was vergleichbar mit dem gemessenen Wert von $-(15 \pm 4) \text{ mm}/\%^2$ ist. Der gemessene Wert für T_{566} ergibt sich dabei als Krümmung der in Abb. 6.19 gezeigten Parabelanpassung an die Messdaten des Monitors S1HF01. Der HF-Monitor S1HF02 bestätigt die Nichtlinearität, wie in Abb. B.4 zu sehen ist. Auch der gemessene Wert für T_{566} von $-(11 \pm 3) \text{ mm}/\%^2$ stimmt mit dem in S1HF01 bestimmten Wert im Rahmen der Messgenauigkeit überein. Allerdings kann sich T_{566} im Gegensatz zu R_{56} auch auf der Gerade ändern. Dieser deutlich von Null verschiedene Wert von T_{566} lässt sich aber nicht alleine über die longitudinale Dispersion der ersten Rezirkulation erklären, von ähnlich großer Bedeutung ist die transversale Dispersion dort. Diese führt nämlich zu einer Schwingung des Strahls um die Sollbahn, sobald eine Abweichung von der Sollenergie vorliegt. Aus dieser Schwingung folgen nichtlineare Weglängenänderungen, die die Ankunftszeit der Pulse im HF-Monitor beeinflussen. Nur die Berücksichtigung beider Effekte kann das gemessene T_{566} qualitativ erklären. Eine wichtige Erkenntnis aus dieser Simulation ist auch, dass es möglich ist, diese Nichtlinearität zu beeinflussen. Dazu ist in Abb. 6.20 gezeigt, wie sich T_{566} verändert, wenn die Stärke des Quadrupolmagneten S0QU03 um 10% variiert wird. Folglich kann auch eine problematische Dispersionseinstellung aus der ersten Rezirkulation, die beispielsweise durch die damals noch mangelnden Freiheitsgrade bedingt ist, auch in der zweiten Rezirkulation noch korrigiert werden.

Dritte Rezirkulation

Für eine Betrachtung der Dispersion in der dritten Rezirkulation ist wiederum nötig, die Energieänderung in dieser Rezirkulation zu quantifizieren. Da diese nun zusätzlich zur longitudinalen Dispersion in der ersten Rezirkulation auch von der nichtlinearen longitudinalen Dispersion der zweiten Rezirkulation abhängt, ist diese Quantifizierung mit äußerst großen Unsicherheiten behaftet und wird daher nicht durchgeführt. In Abbn. 6.21 und 6.22 ist daher die transversale beziehungsweise longitudinale Strahlposition über dem Amplitudensetzwert von A1SC07 aufgetragen. In Abb. 6.21 zeigt sich dabei, dass auch die transversale Dispersion in der dritten Rezirkulation nichtlinear wird. Analog zu T_{566} kann das durch

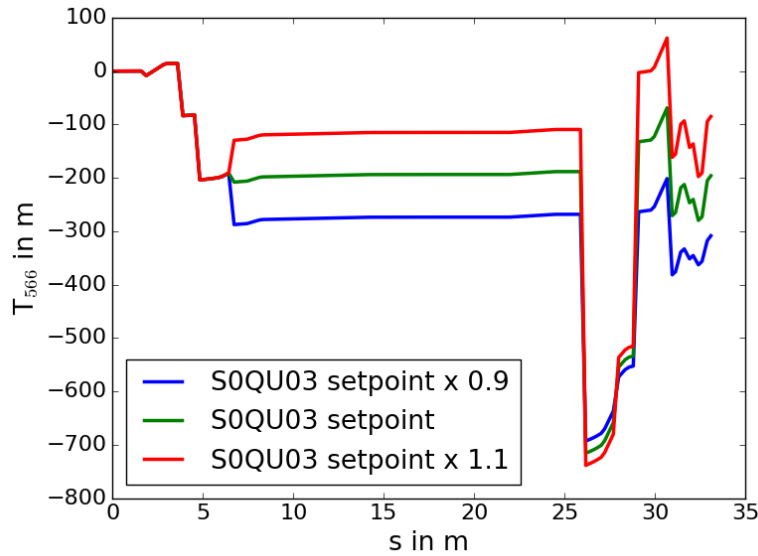


Abbildung 6.20.: Der simulierte Verlauf von T_{566} bei Variation der Quadrupolstärke von S0QU03 um $\pm 10\%$.

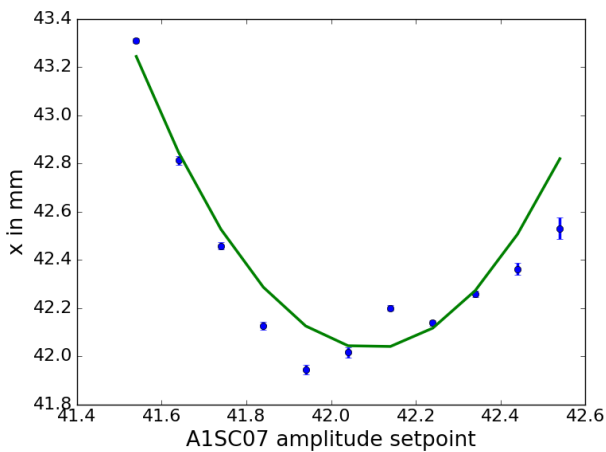


Abbildung 6.21.: Die gemessene horizontale Position des Strahlschwerpunkts auf T1T1 in Abhängigkeit vom Amplitudensetzwert von A1SC07. Wegen der unbekannten Energieänderung wurde diese Messung nicht quantitativ ausgewertet.

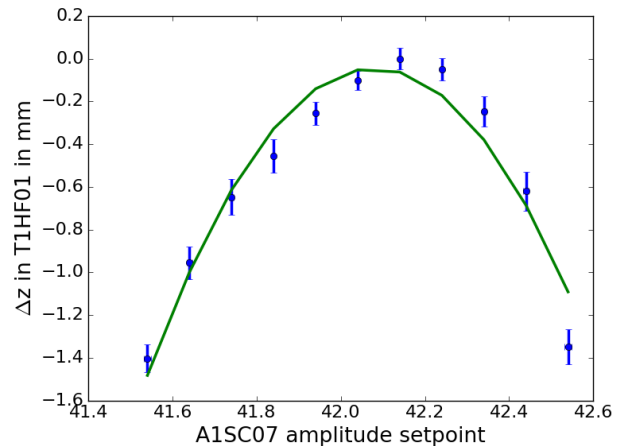


Abbildung 6.22.: Die gemessene Abhängigkeit der longitudinalen Bunchposition in T1HF01 vom Amplitudensetzwert von A1SC07. Wegen der unbekannten Energieänderung wurde diese Messung nicht quantitativ ausgewertet.

Hinzufügen des Terms $T_{166} \left(\frac{\Delta p}{p_0} \right)^2$ zu Gl. (6.1) beschrieben werden. Auch die longitudinale Dispersion behält ihre in der zweiten Rezirkulation beobachtete Nichtlinearität bei.

Fazit

Es zeigt sich also, dass beim mehrfachen Rezirkulieren eine lineare Beschreibung der Strahldynamik an ihre Grenzen stößt. Für eine vollständige Beschreibung müssen auch nichtlineare Terme wie T_{566}

berücksichtigt werden. Wie in Abb. 6.20 gezeigt, ist allerdings eine Korrektur dieser Nichtlinearitäten grundsätzlich möglich. In der Strahldynamiksimulation wurde aber auch beobachtet, dass sich nicht jeder Quadrupolmagnet derartig stark auswirkt. Daher muss zum Einstellen des Strahls sowohl eine Strahldynamiksimulation zur Hand genommen werden als auch die Dispersion gemessen werden. Die Strahldynamiksimulation dient einerseits dazu, in der vorliegenden Maschineneinstellung einflussreiche Quadrupolmagnete zu finden, andererseits bietet sie dem Operateur eine zusätzliche Möglichkeit zur Strahldiagnose.

Die Erkenntnisse aus dieser Messung wurden auch zur Weiterentwicklung der Prozeduren beim Strahl Fädeln genutzt. Das beinhaltet beispielsweise regelmäßige Messungen der transversalen Dispersion auf zwei hintereinander folgenden Targets sowie die Nutzung einer Online-Strahldynamiksimulation, um einen Nulldurchgang der transversalen Dispersion zu vermeiden. Außerdem soll in den Rezirkulationen über eine Magnetfeldmessung die Strahlenergie bestimmt werden, um die Abhängigkeit der Dispersion von den vorigen Rezirkulationen zu beseitigen. Mit einem solchen Vorgehen ist zu erwarten, dass gerade die Einstellung komplexer Betriebsmodi wie des zweifachen ERLs deutlich erleichtert wird.

6.4 Strombegrenzung durch Beam Break-Up

Eine wichtige Begrenzung des Strahlstroms in ERLs kommt durch BBU zustande. Diese Instabilität wurde bereits in Kap. 3.1.5 vorgestellt. Da in ERLs der Strahlstrom nicht durch die Hochfrequenzleistung des Hauptbeschleunigers beschränkt ist, stellt BBU eine wichtige verbliebene Begrenzung dar.

Eine theoretische Berechnung des Grenzstroms ist möglich und wurde, wie in Kap. 3.1.5 dargestellt wurde, beispielsweise in [66] untersucht. Neuere Rechnungen, die sich speziell auf den Fall eines mehrfach rezirkulierenden ERL beziehen, wurden in [109] veröffentlicht. Eine Berechnung des Grenzstroms benötigt aber in beiden Fällen, beschleunigendem und Energie-rückgewinnenden Modus, eine umfassende Kenntnis des Modenspektrums der Kavitäten sowie der vorliegenden Transportmatrizen, wie in Kap. 3.1.5 dargestellt. Da durch die zwanzigzelligen Kavitäten am S-DALINAC allerdings eine hohe Anzahl verschiedener Moden vorliegt und darüber hinaus die Einstellung der Strahloptik sich zwischen verschiedenen Strahlzeiten im Allgemeinen deutlich unterscheidet, ist die Anwendung dieser theoretischen Resultate nicht sinnvoll möglich. Stattdessen kann aber nach [66] zumindest eine Abschätzung vorgenommen werden. Demnach kann der Grenzstrom über

$$I_{th} = \frac{M\gamma_i L_s}{Q_L N^2 L_0 (n-1)} . \quad (6.5)$$

abgeschätzt werden. Dabei ist M ein Parameter, der die Art der Strahloptik beschreibt, γ_i ist der Lorentzfaktor bei Injektion, L_0 die Länge des Hauptbeschleunigers und n die Anzahl der Hauptbeschleuniger-Durchläufe. Die Beschleunigungsstrukturen werden beschrieben durch die Länge L_s , belastete Güte Q_L , Zellenanzahl N . Der große Vorteil dieser Abschätzung ist, dass nur grundlegende Parameter eines Beschleunigers benötigt werden. Dadurch konnte in [66] auch für den damals in Planung befindlichen S-DALINAC der Grenzstrom abgeschätzt werden.

Experimente am zweifach rezirkulierenden S-DALINAC

Erste experimentelle Untersuchungen von BBU am S-DALINAC wurden bereits vor dem Einbau der dritten Rezirkulation durchgeführt und in [72, 73, 74] vorgestellt. Sie beinhalten eine Bestimmung der Grenzstroms in verschiedenen Betriebsmodi, indem der Strahlstrom erhöht wurde, bis die Instabilität auftrat. Dazu wurde ein erstes Experiment im einfach rezirkulierenden Betrieb bei einer Injektionsenergie von 5,8 MeV durchgeführt. Der Strahlstrom konnte dabei auf 10,7 μA erhöht werden, wobei er durch Probleme mit den Hochfrequenzverstärkern und nicht durch BBU begrenzt wurde. Dieser Wert stellt also nur eine untere Grenze für den BBU-Grenzstrom in dieser Einstellung dar. In einem zweiten Schritt wurde der Strahl bei gleicher Injektionsenergie zweifach rezirkuliert und wiederum der Grenzstrom bestimmt.

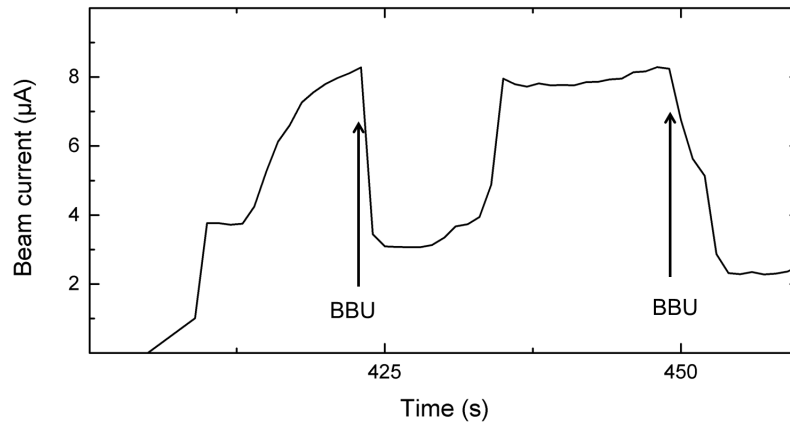


Abbildung 6.23.: Auf dem Faraday-Becher EOF1 gemessener Strahlstrom bei 3,5 MeV Injektionsenergie und Verwendung von Rotationsquadrupolen. Entnommen aus [74].

In diesem Fall wurde ein Grenzstrom von 7,5 μA gemessen, was deutlich die Abhängigkeit des Grenzstroms von der Anzahl der Rezirkulationen zeigt. Der Einfluss der Injektionsenergie auf den Grenzstrom wurde ebenso experimentell untersucht. Dazu wurde im zweifach rezirkulierenden Betrieb bei 3,5 MeV Injektionsenergie der Grenzstrom bestimmt. Durch die verringerte Injektionsenergie war nach Gl. (6.5) ein niedrigerer Grenzstrom zu erwarten. In diesem Fall trat BBU bereits bei nur 5 μA auf. Allerdings konnte dieser Grenzstrom durch strahloptische Maßnahmen erhöht werden. Dazu wurden drei Rotationsquadrupole in der ersten Rezirkulation genutzt, die eine Kopplung der transversalen Phasenräume hervorrufen. Dadurch wurde der Grenzstrom auf 8,2 μA erhöht, wie in Abb. 6.23 gezeigt ist. Um die gemessenen Grenzströme besser einschätzen zu können, wurden in [74] *worst-case*-Abschätzungen basierend auf [66] durchgeführt. Die Abschätzungen des Grenzstroms lagen oberhalb der gemessenen Grenzströme, was womöglich durch Änderungen der Strahlführung bedingt ist, die zwischen der ursprünglichen Abschätzung in [66] und dem Zeitpunkt der Experimente stattfanden. Diese Änderungen umfassen beispielsweise Verbesserungen der Akzeptanz und Stabilität in [110], die den BBU-Grenzstrom möglicherweise verschlechtern.

Experiment am dreifach rezirkulierenden S-DALINAC

Im neuen, dreifach rezirkulierenden Aufbau des S-DALINAC wurden die Untersuchungen zu BBU fortgesetzt. Außerdem wurden zur Untersuchung von BBU fünf Rotationsquadrupole installiert, um eine vollständige Vertauschung der transversalen Phasenräume erreichen zu können. Darüber hinaus besteht nach wie vor die Möglichkeit, die Abhängigkeit des Grenzstroms von der Anzahl der genutzten Rezirkulationen zu analysieren.

Zur weiteren experimentellen Untersuchung wurde in einer Strahlzeit im November 2017 im einfach rezirkulierenden Betriebsmodus ein Test durchgeführt. Das Ziel dieses Experiments bestand darin, zunächst den Strahlstrom bis zum Einsetzen von BBU zu erhöhen, um dadurch den Grenzstrom zu bestimmen. In einem zweiten Schritt sollten die Rotationsquadrupole genutzt werden, um die transversalen Phasenräume zu vertauschen, und anschließend einen höheren Grenzstrom zu zeigen. In dieser Strahlzeit betrug die Injektionsenergie 2,5 MeV, im Hauptbeschleuniger wurden 20 MeV Energiegewinn realisiert. Nach Gl. (6.5) hängt allerdings der Grenzstrom von der Anzahl der Hauptbeschleuniger-Durchläufe ab, außerdem wird die Energieeinstellung je nach Rezirkulationsmodus anders gewählt. Daher wurde zunächst auch für den einfach rezirkulierenden Betriebsmodus die Abhängigkeit des Grenzstroms von der Injektionsenergie nach Gl. (6.5) berechnet. Die Berechnung basiert dabei auf in [66] angegebenen Werten für M und Q_L , das Ergebnis ist in Abb. 6.24 dargestellt. Durch die geringe Anzahl an Hauptbeschleuniger-Durchläufen ist der Grenzstrom hier relativ hoch und liegt in gesamten Energiebe-

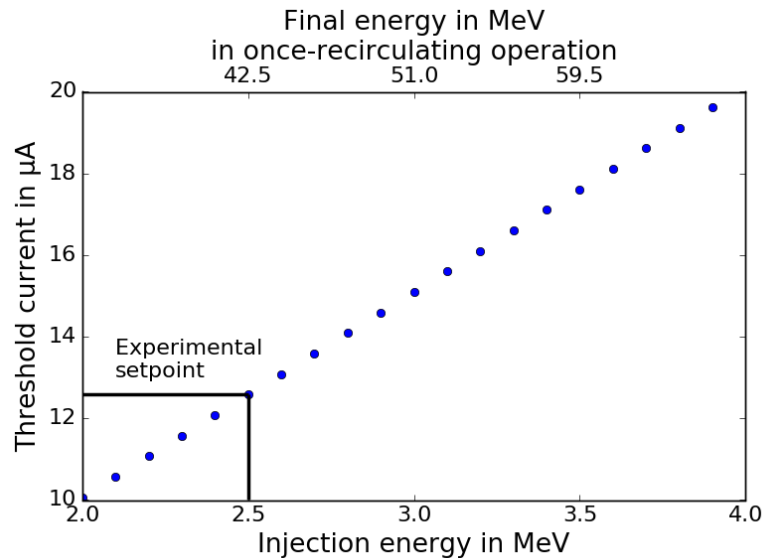


Abbildung 6.24.: BBU-Grenzstrom für den einfach rezirkulierenden S-DALINAC nach Gl. (6.5) abgeschätzt.

Tabelle 6.1.: Zusammenfassung der wichtigsten Parameter des Experiments im November 2017.

Injektionsenergie	2,5 MeV
Energiegewinn im Hauptbeschleuniger	20 MeV
abgeschätzter BBU-Grenzstrom	13 μA
injizierter Strahlstrom	20 μA
transmittierter Strahlstrom	19,5 μA
BBU beobachtet	nein

reich über 10 μA . Für die experimentell verwendete Energieeinstellung ergibt sich ein Grenzstrom von 13 μA .

Im Experiment konnte der Strahlstrom im Injektor auf 20 μA erhöht werden, wegen geringer Strahlverluste im Laufe des Strahltransports wurden nach der einfach rezirkulierten Beschleunigung noch 19,5 μA gemessen. Ein Versuch, durch einen zusätzlichen Parallelversatz des rezirkulierten Strahls im Hauptbeschleuniger BBU zu induzieren, blieb ohne Effekt. Die zentralen Parameter diese Experiments sind in Tab. 6.1 zusammengefasst. Der Strahlstrom war also nur durch die Betriebserlaubnis des S-DALINAC begrenzt, die technische Grenze des Strahlstroms wurde nicht erreicht. Es konnte daher nur eine untere Grenze für den BBU-Grenzstrom bestimmt werden. Diese liegt allerdings deutlich über der theoretischen Abschätzung. Dies stellt eine Veränderung gegenüber den Experimenten am zweifach rezirkulierenden S-DALINAC dar, in denen die gemessenen Grenzströme unterhalb der theoretischen Abschätzung lagen. Ein möglicher Grund dafür ist die Ausrichtung der Beschleunigerelemente, die beim Einbau der dritten Rezirkulation intensiv überarbeitet wurde [12, 111]. Weiterhin ist denkbar, dass die strahloptische Einstellung der Rezirkulation geringe Werte für R_{12} und R_{34} aufweist, und daher der Grenzstrom oberhalb der Abschätzung lag. Eine dritte Erklärung basiert auf dem Phasenschlupf, also der nicht optimalen Beschleunigung der Elektronen in einer Kavität, der durch die niedrige Injektionsenergie hervorgerufen wird. Dieser würde die Kopplung des Strahls an die HOM verringern und so die Entstehung von BBU vermeiden. Weitere Experimente, um diese Fragestellung genauer zu untersuchen, waren bislang nicht möglich.

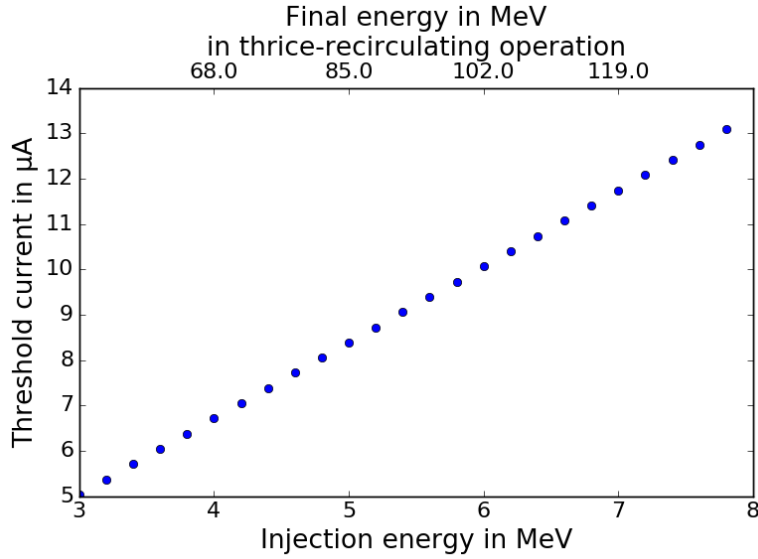


Abbildung 6.25.: BBU-Grenzstrom für den dreifach rezirkulierenden S-DALINAC nach Gl. (6.5) abgeschätzt.

Abschätzung des Grenzstroms im dreifach rezirkulierenden Betrieb

Auch für den dreifach rezirkulierenden S-DALINAC wurde mithilfe von Gl. (6.5) der Grenzstrom abgeschätzt. Da allerdings in der Praxis der Energiesetzwert des Beschleunigers und damit γ_i variabel ist, kann wiederum kein fester Grenzstrom angegeben werden. Die lineare Skalierung des Grenzstroms mit der Injektionsenergie ist in Abb. 6.25 dargestellt. Für eine Injektionsenergie von nur 3 MeV (entspricht im dreifach rezirkulierenden Betrieb 51 MeV Gesamtenergie) beträgt der Grenzstrom bereits etwa 5 μA . Da für den Betrieb der Streuexperimente typischerweise nur Strahlströme von wenigen μA benötigt werden, ist zunächst selbst für niedrige Injektionsenergien keine Begrenzung durch BBU zu erwarten. Für höhere Injektionsenergien steigt der Grenzstrom linear an. Trotzdem handelt es sich nur um eine Abschätzung, wie in den bereits diskutierten Experimenten deutlich gezeigt werden konnte.

Simulation einer Phasenraumvertauschung

Für weitere zukünftige Untersuchungen von BBU wurden bereits Einstellungen der Rotationsquadrupole berechnet, in denen eine vollständige Vertauschung der transversalen Phasenräume stattfindet. Da mit den fünf Rotationsquadrupolen ein Freiheitsgrad mehr vorhanden war als minimal nötig, konnten mehrere mögliche Magneteinstellungen bestimmt werden. Der Anwendung einer Phasenraumvertauschung in der zweiten Rezirkulation ist darüber hinaus in sämtlichen rezirkulierenden Betriebsmodi möglich. Im Rahmen eines kürzlich erfolgten Umbaus der Strahlführung wurden allerdings die Rotationsquadrupole anderweitig verbaut. Daher ist eine kurzfristige Realisierung einer Phasenraumvertauschung nicht mehr möglich. Trotzdem zeigen die folgenden Simulationen deutlich, dass und wie eine Phasenraumvertauschung im damaligen Aufbau erreicht werden konnte.

Ein Beispiel einer Strahldynamiksimulation mit Phasenraumvertauschung ist in Abbn. 6.26-6.29 zu sehen. Sie basiert auf der Simulation des einfachen ERL-Modus in Kap. 4.3. Die Phasenraumvertauschung ist in Abb. 6.26 und 6.27 demonstriert. Sie ist daran zu erkennen, dass die Blockdiagonal-Matrixelemente (R_{11} , R_{12} , R_{33} , R_{34}) Null werden. Außerdem weisen sie eine verschwindende Steigung auf, daher müssen auch die Matrixelemente R_{21} , R_{22} , R_{43} und R_{44} Null sein. Da nun beide Diagonalblöcke der transversalen Transportmatrix verschwinden, müssen die außerdiagonalen Matrixelemente (R_{13} , R_{14} , R_{31} , R_{32} sowie deren Steigungen R_{23} , R_{24} , R_{41} , R_{42}) Werte ungleich Null annehmen, wie in Abb. 6.27 gezeigt ist. Die Einstellung der Phasenraumvertauschung zeigt in der Simulation darüber hinaus keine Verschlechterung

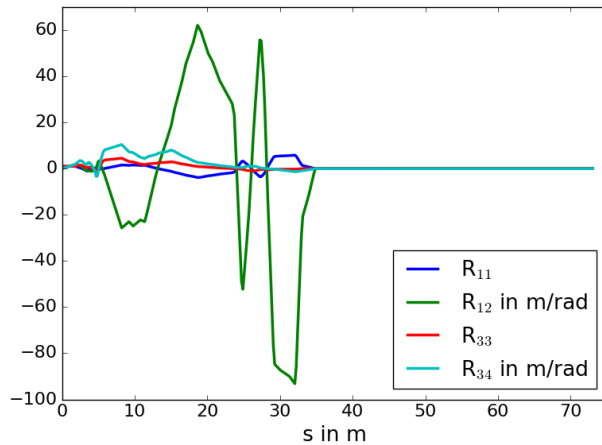


Abbildung 6.26.: Simulierter Verlauf der block-diagonalen Transportmatrixelemente im einfachen ERL-Modus bei Phasenraumvertauschung.

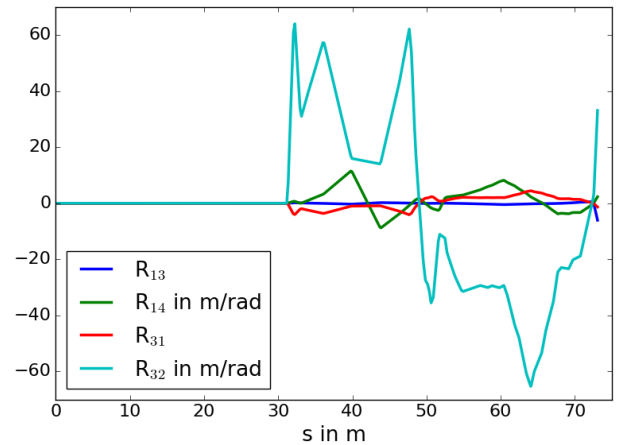


Abbildung 6.27.: Simulierter Verlauf der außer-diagonalen Transportmatrixelemente im einfachen ERL-Modus bei Phasenraumvertauschung.

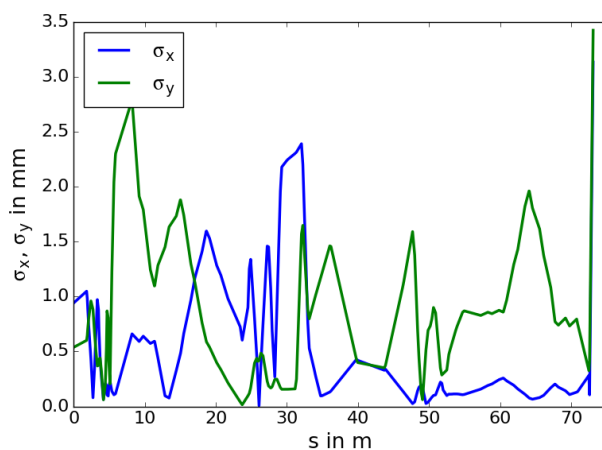


Abbildung 6.28.: Simulierter Verlauf der Strahleinhüllenden im einfachen ERL-Modus bei Phasenraumvertauschung.

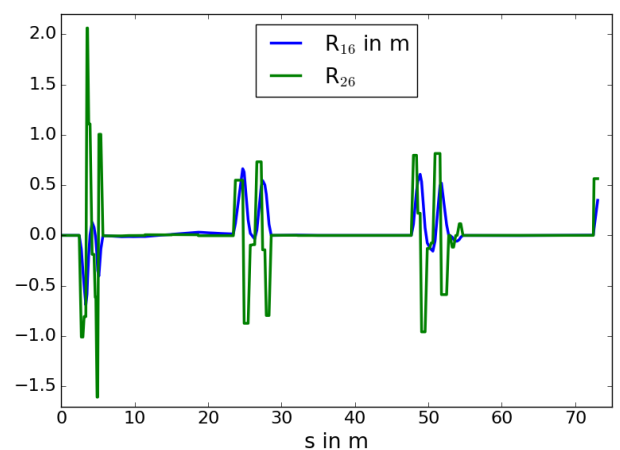


Abbildung 6.29.: Simulierter Verlauf der Dispersion im einfachen ERL-Modus bei Phasenraumvertauschung.

hinsichtlich der Einhüllenden und Dispersion gegenüber der in Abbn. 4.13 und 4.14 gezeigten Simulation. Die Strahleinhüllende, die in Abb. 6.28 dargestellt ist, lässt mit unter 3 mm entlang der gesamten Strahlführung eine vollständige Transmission des Strahls erwarten. Eine größere Strahleinhüllende ist wie in Kap 4.3 nur vor dem Faraday-Becher zu erwarten, wo aber ein größeres Strahlrohr vorliegt. Auch die in Kap. 4.2 beschriebene Anforderung an die Dispersion, auf den Geraden zu verschwinden, wird erfüllt, wie in Abb. 6.29 zu sehen ist. Da auch in [71] für den dreifach rezirkulierenden Betrieb keine solche Verschlechterung der Einstellung durch den Einsatz der Rotationsquadrupole festgestellt wurde, kann man davon ausgehen, dass die Phasenraumvertauschung auch in anderen Betriebsmodi möglich ist.



7 Schlussbemerkung

Die vorliegende Arbeit beinhaltet Beiträge zu den zwei Themengebieten Strahldynamik und Strahldiagnose.

Strahldynamiksimulationen

Injektor

In einer Strahldynamiksimulation des Injektors des S-DALINAC wurden insbesondere die Konsequenzen von Abweichungen von der Idealsituation untersucht. Während eine Simulation der Sollsituation in Emittanzen von $\epsilon_{nx} = 1,48$ mm mrad und $\epsilon_{ny} = 1,35$ mm mrad hinter dem supraleitenden Injektor resultiert [86], führen fehlpositionierte Strahlführungselemente zu einer deutlichen Emittanzverschlechterung. Selbst bei einer konservativ abgeschätzten Positionierungsgenauigkeit vergrößern sich die normierten Emittanzen auf $\epsilon_{nx} = (2,9 \pm 1,6)$ mm mrad und $\epsilon_{ny} = (2,7 \pm 1,3)$ mm mrad. Im Gegensatz dazu erhöhen Phasenfehler zwar die Energieunschärfe, nicht aber die Emittanz.

Start-to-End

Außerdem wurde in dieser Arbeit die Start-to-End-Simulation aus [71] weiter optimiert. Darauf aufbauend wurden auch hier emittanzvergrößernde Effekte untersucht. Dabei wurde beobachtet, dass in diesem Fall auch Phasenfehler zu Emittanzwachstum führen. Dies liegt daran, dass sie eine Verschlechterung der Energieunschärfe verursachen, und damit beim folgenden Strahltransport die Emittanz verschlechtern. Die Addition einer Fehlpositionierung zu den eingestellten Strahlführungselementen hingegen führt zum Strahlverlust, wodurch die Emittanz nicht mehr quantifizierbar ist. Das unterstreicht die Bedeutung der Korrekturen, die die Operateure bei der Einstellung des Strahls vornehmen.

System für Emittanzmessungen

Aufbau

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Strahldiagnose vor allem um Systeme zur Messung der Emittanz erweitert. Die Emittanzmessungen erfolgen dabei durch einen Quadrupol-Scan und die Messung der Strahlgröße mittels OTR-Targets. Dafür wurden Aufbauten hinter dem supraleitenden Injektor des S-DALINAC, in jeder Rezirkulation und der Extraktion installiert. In Simulationen des thermischen Verhaltens der Targets resultierte mit typischen Strahlgrößen bis zu einem Strahlstrom von 20 μ A eine akzeptable Erwärmung der Targets. Im Strahlbetrieb wurden die Targets bei bis zu 2 μ A erfolgreich getestet.

Messungen

Eine erste Demonstration dieser Methode fand nach dem *beam-based alignment* des Injektorkryostaten statt. Dabei wurden bei 100 nA Strahlstrom normierte Emittanzen von $\epsilon_{nx} = (1,4 \pm 0,1)$ mm mrad beziehungsweise $\epsilon_{ny} = (0,60 \pm 0,06)$ mm mrad gemessen. Spätere Messungen in einer anderen Strahlzeit zeigen eine deutliche Abhängigkeit der Emittanzen vom Strahlstrom. Dabei war aber keine Einflussmöglichkeit über eine passende Wahl der Einstellung der thermischen Elektronenkanone erkennbar. Außerdem wurden in sämtlichen Rezirkulationen die installierten Aufbauten zur Emittanzmessung erfolgreich in Betrieb genommen.

Dispersionsmessung

Ein weiterer Teil dieser Arbeit besteht in der Analyse einer Dispersionsmessung am dreifach rezirkulierenden S-DALINAC. Dabei wurden sowohl Daten zur Bestimmung der longitudinalen als auch der transversalen Dispersion aufgenommen.

Eine wesentliche Schwierigkeit dabei bestand darin, dass in der ersten Rezirkulation eine longitudinale Dispersion beobachtet wurde. Diese erschwert die Bestimmung der Dispersion in der zweiten Rezirkulation, da bei Änderung der Amplitude einer Hauptbeschleuniger-Kavität dadurch auch ein Phasenversatz beim zweiten Hauptbeschleuniger-Durchlauf resultiert.

In der zweiten Rezirkulation zeigt sich anschließend ein unerwartetes nichtlineares Verhalten bei der Messung der longitudinalen Dispersion. Dies konnte über die Größe T_{566} beschrieben werden. Zur Erklärung dieses Verhaltens müssen zwei Aspekte betrachtet werden. Einerseits führt die longitudinale Dispersion zu einer Phasenänderung, die wiederum eine nichtlineare Energieänderung im Hauptbeschleuniger bewirkt. Andererseits führt transversale Dispersion am Ende der ersten Rezirkulation zu einer nichtlinearen Abhängigkeit der Weglänge von der Energieänderung.

In der dritten Rezirkulation konnte wegen dieser Komplexität nur eine qualitative Untersuchung angestellt werden. Hier zeigte sich wieder eine nichtlineare longitudinale Dispersion. Aber hier konnte auch eine quadratische Abhängigkeit der transversalen Strahlposition von der Kavitätsamplitude festgestellt werden.

Beam Break-Up

Schließlich beinhaltet diese Arbeit noch Untersuchungen der Beam Break-Up (BBU) Instabilität. Dafür wurden zunächst Abschätzungen des BBU-Grenzstroms erstellt. Außerdem wurde sowohl vor als auch nach der Installation der dritten Rezirkulation des S-DALINAC experimentell der Grenzstrom gesucht. Dabei gelang es im einfach rezirkulierenden Betrieb, den Strahlstrom auf die maximal zulässigen 20 μA zu erhöhen, ohne BBU zu beobachten. In Strahldynamiksimulationen wurden darüber hinaus auch Einstellungen zur Phasenraumvertauschung mittels Rotations-Quadrupolmagneten berechnet, die beim Auftreten von BBU für die Erhöhung des Grenzstroms genutzt werden können.

Ausblick

Diese Arbeit ermöglicht für den zukünftigen Strahlbetrieb mehrere Weiterentwicklungen hinsichtlich der Einstellprozedur. Insbesondere die aus der Dispersionsmessung gewonnenen Erkenntnisse unterstützen die gezielte Einstellung und Messung der transversalen und longitudinalen Dispersion.

Auch das neue System zur Emittanzmessung ermöglicht eine Optimierung der Strahleinstellung, da nun auch Veränderungen der Emittanz festgestellt werden können. Weiterhin ist dabei von Interesse, inwieweit die Emittanz zu verschiedenen Zeitpunkten und in unterschiedlichen Betriebsmodi variiert.

Ein weiteres für diese Arbeit relevantes Projekt ist die Entwicklung einer Pulsung des Elektronenstrahls des S-DALINAC im Rahmen von [91]. Dieses Projekt erfordert eine Anpassung des Injektorbeschleunigers, wodurch auch eine aktualisierte Strahldynamiksimulation nötig wird. Die daraus resultierende Teilchenverteilung kann anschließend auch für eine Überarbeitung der Simulationen der folgenden Strahlführungsabschnitte genutzt werden.

A Nomenklatur S-DALINAC

Um an einem komplexen Gerät wie dem S-DALINAC alle Elemente eindeutig bezeichnen zu können, existiert ein Schema zur Benennung aller Strahlführungselemente. Dabei setzt sich der Name eines Elements aus mehreren Teilen zusammen. Die ersten zwei Zeichen bezeichnen den Abschnitt der Strahlführung, in dem das Gerät positioniert ist. Diese Kürzel sind auch in Abb. A.1 eingetragen. Darauf folgt eine Kennung, die den Typ des Elements angibt. Die für diese Arbeit wichtigen Elementkennungen sind in Tab. A.1 zusammengefasst. Abschließend folgt eine Nummerierung der gleichartigen Elemente entlang der Strahlrichtung. So bezeichnet beispielsweise T1QU02 den zweiten Quadrupolmagneten in der Sektion T1, also auf der Gerade der dritten Rezirkulation.

Tabelle A.1.: Die Abkürzungen einiger Strahlführungselemente.

Kennung	Elementtyp
BM	Dipolmagnet
QU	Quadrupolmagnet
QR	Rotations-Quadrupolmagnet
LE	Solenoid
NC	normalleitende Kavität
SC	supraleitende Kavität
T	Leuchtschirm
R	OTR-Target
HF	HF-Monitor
F	Faraday-Becher

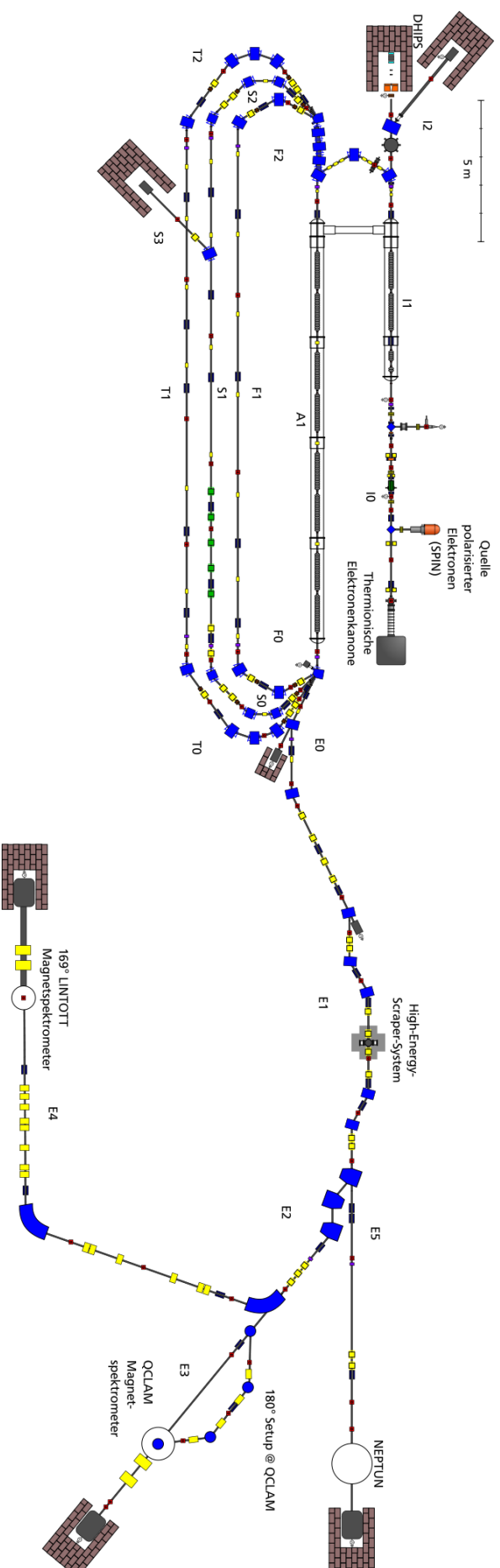


Abbildung A.1.: Schematischer Aufbau des S-DALINAC mit Sektionsbezeichnungen. Entnommen aus [34], bearbeitet.

B Ergänzende Abbildungen zur Dispersionsmessung

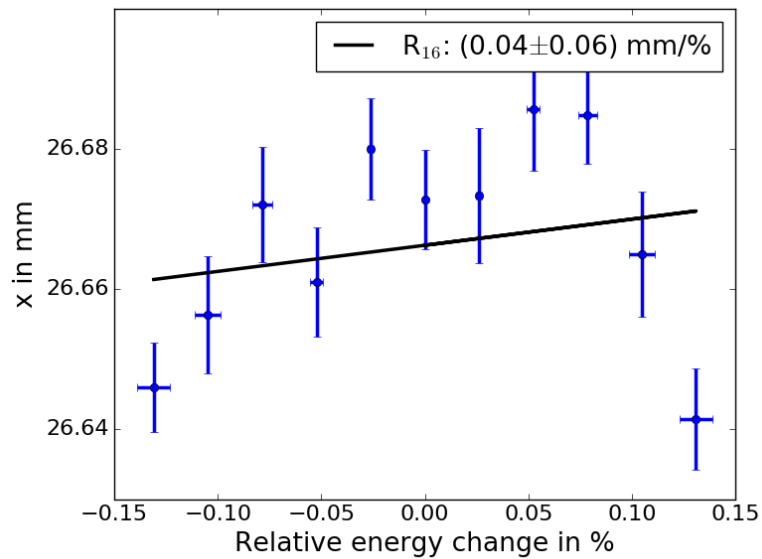


Abbildung B.1.: Die gemessene horizontale Position des Strahlschwerpunkts auf F1T1 in Abhängigkeit von der Energieänderung.

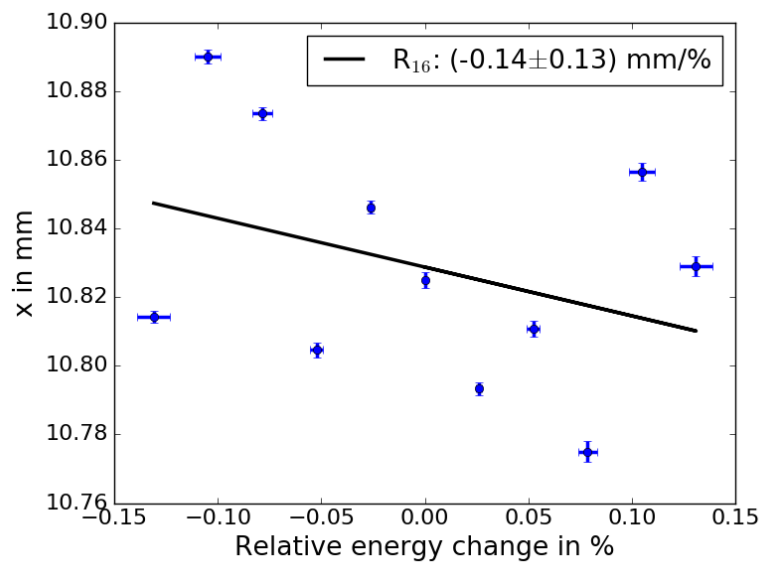


Abbildung B.2.: Die gemessene horizontale Position des Strahlschwerpunkts des aus der ersten Rezirkulation kommenden Strahls auf A1T1 in Abhängigkeit von der Energieänderung.

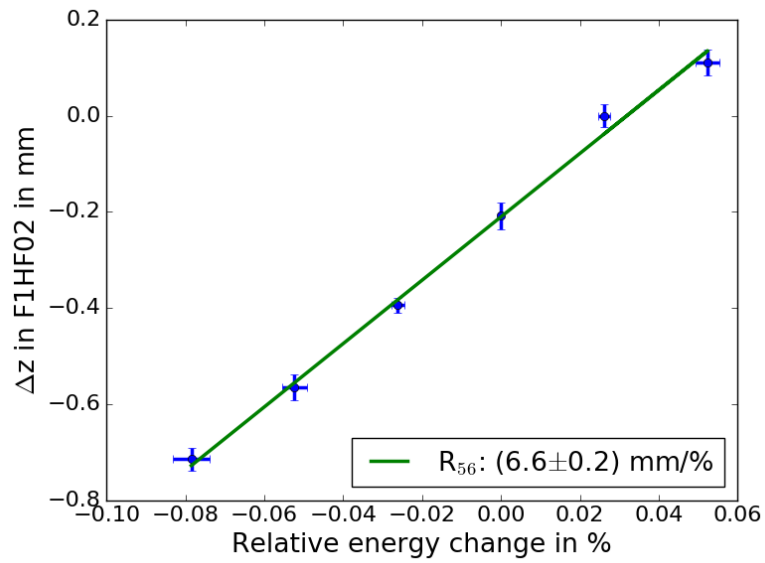


Abbildung B.3.: Die gemessene Abhängigkeit der longitudinalen Bunchposition in F1HF02 von der relativen Energieänderung.

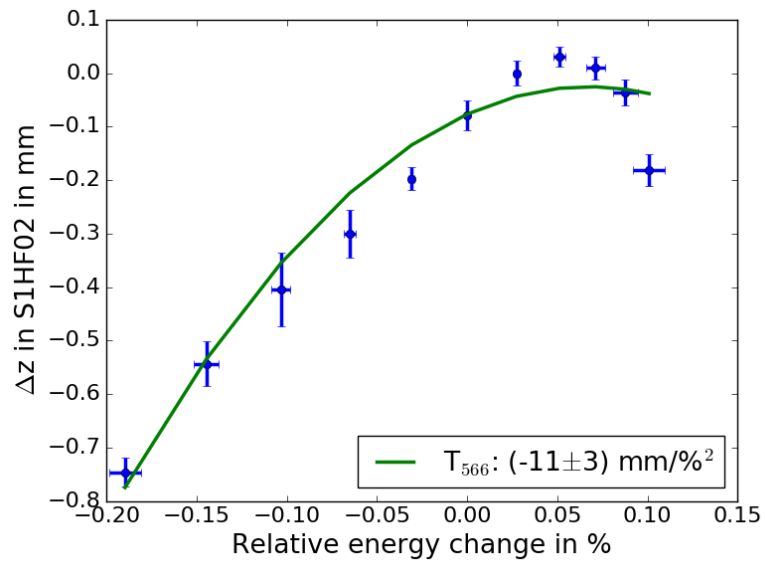


Abbildung B.4.: Die gemessene Abhängigkeit der longitudinalen Bunchposition in S1HF02 von der relativen Energieänderung.

Literaturverzeichnis

- [1] R. WIEDERÖE: *Über ein neues Prinzip zur Herstellung hoher Spannungen*. Archiv für Elektrotechnik, 21, 1928.
- [2] J. D. COCKROFT AND E. T. S. WALTON: *Experiments with high velocity positive ions. II. The disintegration of elements by high velocity protons*. Proceedings of the Royal Society of London, 137, 1932.
- [3] E. O. LAWRENCE AND M. S. LIVINGSTON: *The production of high speed light ions without the use of high voltages*. Physical Review, 40, 1932.
- [4] F. HINTERBERGER: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2 edn., 2008.
DOI: [10.1007/978-3-540-75282-0](https://doi.org/10.1007/978-3-540-75282-0).
- [5] O. S. BRÜNING, P. COLLIER, P. LEBRUN, S. MYERS, R. OSTOJIC, J. POOLE AND P. PROUDLOCK: *LHC Design Report*. CERN Yellow Reports: Monographs. CERN, Geneva, 2004.
DOI: [10.5170/CERN-2004-003-V-1](https://doi.org/10.5170/CERN-2004-003-V-1).
URL: <https://cds.cern.ch/record/782076>
- [6] H. FRANZ, O. LEUPOLD, R. RÖHLSBERGER, S. ROTH, O. SEECK, J. SPENGLER, J. STREMPFER, M. TISCHER, J. VIEFHAUS, E. WECKERT et al.: *Technical Report: PETRA III: DESY's New High Brilliance Third Generation Synchrotron Radiation Source*. Synchrotron Radiation News, 19(6):25–29, 2006.
URL: <https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/08940880601064984>
- [7] T. HABERER, J. DEBUS, H. EICKHOFF, O. JÄKEL, D. SCHULZ-ERTNER AND U. WEBER: *The Heidelberg ion therapy center*. Radiotherapy and Oncology, 73:S186–S190, 2004.
URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016781400480046X>
- [8] M. ÅBERG, N. AHLFORS, R. AINSWORTH, C. ALBA-SIMIONESCO, S. ALIMOV, N. ALIOUANE, B. ALLING, K. G. ANDERSSON, N. H. ANDERSEN, B. R. HANSEN, M. JENSEN, E. B. KLINKBY, E. BERGBÄCK KNUDSEN, B. LAURITZEN, J. NIELSEN, S. P. NIELSEN, E. NONBØL, P. NORBY, H. F. POULSEN, S. O. POULSEN, O. RASMUSSEN, F. B. SAXILD, G. SEVERIN AND P. K. WILLENDROP: *ESS Technical Design Report*, 2013.
URL: https://backend.orbit.dtu.dk/ws/files/110641459/TDR_final.pdf
- [9] N. PIETRALLA: *The Institute of Nuclear Physics at the TU Darmstadt*. Nuclear Physics News, 28(2):4–11, 2018.
DOI: [10.1080/10619127.2018.1463013](https://doi.org/10.1080/10619127.2018.1463013).
- [10] S. SIEVERS: *Verbesserung der Güte der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC durch thermische Behandlung*. Diplomarbeit, TU Darmstadt, 2007, unveröffentlicht.
- [11] R. EICHHORN, A. ARAZ, M. BRUNKEN, J. CONRAD, H. D. GRÄF, M. HERTLING, F. HUG, M. KONRAD, T. KÜRZEDER, M. PLATZ, A. RICHTER, S. SIEVERS AND T. WEILBACH: *Results from a 850 C Heat Treatment and Operational Findings from the 3 GHz SRF Cavities at the S-DALINAC*. In *Proceedings of SRF 2007, Beijing, China*, 163, 2007.
URL: <https://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/srf2007/PAPERS/TUP19.pdf>
- [12] M. ARNOLD: *Auslegung, Planung und Aufbau einer dritten Rezirkulation mit ERL-Modus für den S-DALINAC*. Dissertation, TU Darmstadt, 2017. D17.
URL: http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/6194/1/Dissertation_Michaela_Arnold_oL_ULB.pdf

-
- [13] F. HUG, R. G. EICHHORN, M. ARNOLD, T. KÜRZEDER AND N. PIETRALLA: *Improving Energy Spread and Stability of a Recirculating Few-Turn Linac*. In *Proceedings of IPAC 2016, Busan, Korea*, 3222, 2016. URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/ipac2016/papers/thpmb004.pdf>
- [14] F. SCHLIESSMANN: *Strahldynamiksimulationen und Dispersionsmessungen im Injektorbogen des S-DALINAC*. Bachelor thesis, TU Darmstadt, 2015, unveröffentlicht.
- [15] F. HUG: *Erhöhung der Energieschärfe des Elektronenstrahls am S-DALINAC durch nicht-isochrones Rezirkulieren*. Dissertation, TU Darmstadt, 2013. D17. URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/3469/>
- [16] L. JÜRGENSEN: *Entwicklung und Aufbau eines Hochenergie-Elektronen-Scrapersystems für den S-DALINAC*. Dissertation, TU Darmstadt, 2018. D17. URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/7489/>
- [17] L. JÜRGENSEN, M. ARNOLD, T. BAHLO, C. BURANDT, R. GREWE, F. HUG, T. KÜRZEDER, J. PFORR, N. PIETRALLA, A. ROST, S. WEIH AND J. WISSMANN: *High-Energy Scraper System for the S-DALINAC Extraction Beam Line - Commissioning Run*. In *Proc. 7th International Beam Instrumentation Conference (IBIC'18), Shanghai, China, 9-13 September 2018*, no. 7 in International Beam Instrumentation Conference, 75–77, 2018. ISBN 978-3-95450-201-1. DOI: [doi:10.18429/JACoW-IBIC2018-MOPB03](https://doi.org/10.18429/JACoW-IBIC2018-MOPB03). URL: <http://jacow.org/ibic2018/papers/mopb03.pdf>
- [18] L. JÜRGENSEN: *Simulation, Design und Aufbau von Elektronen-Scapersystemen für den S-DALINAC*. Master thesis, TU Darmstadt, 2013, unveröffentlicht.
- [19] F. HUG: *Simulation und Optimierung der Strahldynamik im Injektorbeschleuniger des S-DALINAC*. Diplomarbeit, TU Darmstadt, 2007, unveröffentlicht.
- [20] DFG Sonderforschungsbereich 1245, seit 2015. Nuclei: From Fundamental Interactions to Structure and Stars.
- [21] DFG Graduiertenkolleg 2128, seit 2015. Accelerator Science and Technology for Energy Recovery Linacs.
- [22] K. ALRUTZ-ZIEMSEN: *Die Injektion des Darmstädter Supraleitenden 130 MeV Rezyklotrons für Elektronen*. Diplomarbeit, TH Darmstadt, 1986, unveröffentlicht.
- [23] M. GROS: *Optimierung der thermionischen Elektronenquelle des S-DALINAC und Konzeptionierung einer Strahlstrommessung*. Master thesis, TU Darmstadt, 2016, unveröffentlicht.
- [24] Y. FRITZSCHE: *Aufbau und Inbetriebnahme einer Quelle polarisierter Elektronen am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC*. Dissertation, TU Darmstadt, 2011. D17. URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/2801/>
- [25] Y. POLTORATSKA, C. ECKARDT, W. ACKERMANN, K. AULENBACHER, T. BAHLO, R. BARDAY, M. BRUNKEN, C. BURANDT, R. EICHHORN, J. ENDERS, M. ESPIG, S. FRANKE, C. INGENHAAG, J. LINDEMANN, W. F. O. MÜLLER, M. PLATZ, M. ROTH, F. SCHNEIDER, M. WAGNER, A. WEBER, T. WEILAND AND B. ZWICKER: *Status and Recent Developments at the Polarized-Electron Injector of the Superconducting Darmstadt Electron Linear Accelerator S-DALINAC*. *Journal of Physics: Conference Series*, 298(1):012002, 2011. URL: <http://stacks.iop.org/1742-6596/298/i=1/a=012002>
- [26] H. BRAUN, H. HERMINGHAUS AND A. STREUN: *The gun/chopper system for the Mainz microtron*. In *Proceedings of the First European Particle Accelerator Conference, Rome, Italy*, 997–999, 1988. URL: http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/e88/PDF/EPAC1988_0997.PDF

-
- [27] N. SOMJIT, R. EICHHORN, J. ENDERS, H.-D. GRÄF, C. HESSLER, W. F. O. MÜLLER, Y. POLTORATSKA, A. RICHTER AND T. WEILAND: *Numerical Simulation and Optimization of a 3-GHz Chopper/Prebuncher System for the S-DALINAC*. In *Proceedings of 10th European Particle Accelerator Conference, Edinburgh, UK*, 2185–2187, 2006.
URL: <http://accelconf.web.cern.ch/Accelconf/e06/PAPERS/WEPOCH115.PDF>
- [28] T. BAHLO: *Konfiguration und Test eines Hochfrequenz-Chopper- und Bunchersystems für den S-DALINAC*. Bachelor thesis, TU Darmstadt, 2010, unveröffentlicht.
- [29] C. BURANDT: *Aufbau eines 6-GHz-Systems für die Hochfrequenz-Regelung am S-DALINAC*. Master thesis, TU Darmstadt, 2010, unveröffentlicht.
- [30] D. BAZYL: *Development of an SRF Reduced-beta Cavity for the Injector of the S-DALINAC*. Dissertation, TU Darmstadt, 2019. D17.
URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/8791/>
- [31] S. WEIH, M. ARNOLD, D. BAZYL, H. DE GERSEM, J. ENDERS, W. F. O. MÜLLER AND N. PIETRALLA: *Upgrade of the S-DALINAC Injector Capture Section*. In *19th Int. Conf. on RF Superconductivity (SRF'19), Dresden, Germany, 30 June-05 July 2019*, 227–229, 2019.
DOI: [doi:10.18429/JACoW-SRF2019-MOP065](https://doi.org/10.18429/JACoW-SRF2019-MOP065).
URL: <http://jacow.org/srf2019/papers/mop065.pdf>
- [32] M. ZWEIDINGER, T. BECK, J. BELLER, U. GAYER, L. MERTES, H. PAI, N. PIETRALLA, P. RIES, C. ROMIG AND V. WERNER: *Contemporary research with nuclear resonance fluorescence at the S-DALINAC*. AIP Conf. Proc., 1645:259–266, 2015.
URL: <http://tubiblio.ulb.tu-darmstadt.de/86258/>
- [33] K. SONNABEND, D. SAVRAN, J. BELLER, M. A. BÜSSING, A. CONSTANTINESCU, M. ELVERS, J. ENDRES, M. FRITZSCHE, J. GLORIUS, J. HASPER, J. ISAAK, B. LÖHER, S. MÜLLER, N. PIETRALLA, C. ROMIG, A. SAUERWEIN, L. SCHNORRENBARGER, C. WÄLZLEIN, A. ZILGES AND M. ZWEIDINGER: *The Darmstadt High-Intensity Photon Setup (DHIPS) at the S-DALINAC*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 640:6–12, 2011.
DOI: [10.1016/j.nima.2011.02.107](https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.02.107).
- [34] T. BAHLO: *Entwurf eines Möllerpolarimeters und Entwicklung einer aktiven Phasenstabilisierung für den Injektor des S-DALINAC*. Dissertation, TU Darmstadt, 2017. D17.
URL: <https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/6849/>
- [35] K. LINDENBERG: *Development and Construction of the Low-Energy Photon Tagger NEPTUN*. Dissertation, TU Darmstadt, 2007. D17.
URL: <https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/956/>
- [36] D. SAVRAN, K. LINDENBERG, J. GLORIUS, B. LÖHER, S. MÜLLER, N. PIETRALLA, L. SCHNORRENBARGER, V. SIMON, K. SONNABEND, C. WÄLZLEIN, M. ELVERS, J. ENDRES, J. HASPER AND A. ZILGES: *The low-energy photon tagger NEPTUN*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 613(2):232–239, 2010.
DOI: [10.1016/j.nima.2009.11.038](https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.11.038).
URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900209022189>
- [37] M. KNIRSCH: *Konzeption, Aufbau und Erprobung eines hochauflösenden QCLAM-Spektrometers mit großem Raumwinkel und hoher Impulsakzeptanz am Elektronenbeschleuniger S-DALINAC*. Dissertation, TH Darmstadt, 1991. D17.
-

- [38] C. LÜTTGE, C. HOFMANN, J. HORN, F. NEUMEYER, A. RICHTER, G. SCHRIEDER, E. SPAMER, A. STILLER, D. SOBER, S. MATTHEWS AND L. FAGG: *Large-aperture system for high-resolution 180° electron scattering*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 366(2):325 – 331, 1995. ISSN 0168-9002.
DOI: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(95\)00497-1](https://doi.org/10.1016/0168-9002(95)00497-1).
URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900295004971>
- [39] A. LENHARDT, U. BONNES, O. BURDA, P. VON NEUMANN-COSEL, M. PLATZ, A. RICHTER AND S. WATZLA-
WIK: *A silicon microstrip detector in a magnetic spectrometer for high-resolution electron scattering experiments at the S-DALINAC*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 562(1):320 – 326, 2006. ISSN 0168-9002.
DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.03.003>.
URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900206004979>
- [40] M. TIGNER: *A possible apparatus for electron clashing-beam experiments*. Il Nuovo Cimento, 37:1228–1231, 1965.
DOI: [10.1007/BF02773204](https://doi.org/10.1007/BF02773204).
- [41] J. B. FLANZ AND C. P. SARGENT: *Tests with an Isochronous Recirculation System*. IEEE Transactions on Nuclear Science, 32(5):3213 – 3215, 1985.
DOI: [10.1109/TNS.1985.4334323](https://doi.org/10.1109/TNS.1985.4334323).
- [42] T. SMITH, H. SCHWETTMAN, R. ROHATGI, Y. LAPIERRE AND J. EDIGHOFFER: *Development of the SCA/FEL for use in biomedical and materials science experiments*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 259(1):1 – 7, 1987. ISSN 0168-9002.
DOI: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(87\)90421-9](https://doi.org/10.1016/0168-9002(87)90421-9).
URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900287904219>
- [43] G. NEIL, S. BENSON, G. BIALLAS, C. BOHN, H. D. D. DOUGLAS, R. EVANS, J. FUGITT, J. GUBELI, R. HILL, K. JORDAN, G. KRAFFT, R. LI, L. MERMINGA, D. OEPTS, P. PIOT, J. PREBLE, M. SHINN, T. SIGGINS, R. WALKER AND B. YUNN: *First operation of an FEL in same-cell energy recovery mode*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 445(1):192 – 196, 2000. ISSN 0168-9002.
DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(00\)00064-4](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00064-4).
URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900200000644>
- [44] D. J. HOLDER: *First results from the ERL prototype (ALICE) at Daresbury*. In *Proceedings of LINAC08, Victoria, BC, Canada, 2008*.
URL: <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/linac08/papers/we103.pdf>
- [45] S. SAKANAKA et al.: *The First Beam Recirculation and Beam Tuning in the Compact ERL at KEK*. In *Proceedings, 27th Linear Accelerator Conference, LINAC2014: Geneva, Switzerland, August 31-September 5, 2014*, TUPP075, 2014.
URL: <http://jacow.org/LINAC2014/papers/tupp075.pdf>
- [46] E. ANTOKHIN, R. AKBERDIN, V. ARBUZOV, M. BOKOV, V. BOLOTIN, D. BURENKOV, A. BUSHUEV, V. VEREMEENKO, N. VINOKUROV, P. VOBYL, N. GAVRILOV, E. GORNIKER, K. GORCHAKOV, V. GRIGORYEV, B. GUDKOV, A. DAVYDOV, O. DEICHULI, E. DEMENTYEV, B. DOVZHENKO, A. DUBROVIN, Y. EVTUSHENKO, E. ZAGORODNIKOV, N. ZAIGRAEVA, E. ZAKUTOV, A. EROKHIN, D. KAYRAN, O. KISELEV, B. KNYAZEY, V. KOZAK, V. KOLMOGOROV, E. KOLOBANOV, A. KONDAKOV, N. KONDAKOVA, S. KRUTIKHIN, A. KRYUCHKOV, V. KUBAREV, G. KULIPANOV, E. KUPER, I. KUPTSOV, G. KURKIN, E. LABUTSKAYA, L. LEONTYEVSKAYA, V. LOSKUTOV, A. MATVEENKO, L. MEDVEDEV, A. MEDVEDKO, S. MIGINSKY, L. MIRONENKO, S. MOTYGIN, A. ORESHKOV, V. OVCHAR,

- V. OSIPOV, B. PERSOV, S. PETROV, V. PETROV, A. PILAN, I. POLETAEV, A. POLYANSKIY, V. POPIK, A. POPOV, E. ROTOV, T. SALIKOVA, I. SEDLIAROV, P. SELIVANOV, S. SEREDNYAKOV, A. SKRINSKY, S. TARARYSHKIN, L. TIMOSHINA, A. TRIBENDIS, M. KHOLOPOV, V. CHEREPANOV, O. SHEVCHENKO, A. SHTEINKE, E. SHUBIN AND M. SCHEGLOV: *First lasing at the high-power free electron laser at Siberian center for photochemistry research*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 528(1):15 – 18, 2004. ISSN 0168-9002.
DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.04.009>.
URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020400662X>
- [47] N. VINOKUROV, E. DEMENTYEV, B. DOVZHENKO, Y. GETMANOV, B. KNYAZEY, E. KOLOBANOV, V. KUBAREV, G. KULIPANOV, L. MEDVEDEV, S. MIGINSKY, L. MIRONENKO, V. OVCHAR, B. PERSOV, V. POPIK, T. SALIKOVA, M. SCHEGLOV, S. SEREDNYAKOV, O. SHEVCHENKO, A. SKRINSKY, V. TCHESKIDOV, Y. TOKAREV, P. VOBYL, N. ZAIGRAEVA AND A. MATVEENKO: *Novosibirsk Free Electron Laser Facility: Two-orbit ERL Operation with Two FELs*. In *31st Int. Free Electron Laser Conf. (FEL09)*, Liverpool, UK, Aug. 2009, 447–451, 2009.
URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/FEL2009/papers/tuod01.pdf>
- [48] M. ARNOLD, J. BIRKHAN, J. PFORR, N. PIETRALLA, F. SCHLISSMANN, M. STEINHORST AND F. HUG: *First operation of the superconducting Darmstadt linear electron accelerator as an energy recovery linac*. Physical Review Accelerators and Beams, 23:020101, 2020.
DOI: [10.1103/PhysRevAccelBeams.23.020101](https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.020101).
URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.020101>
- [49] M. ARNOLD, J. BIRKHAN, J. PFORR, N. PIETRALLA, F. SCHLISSMANN, M. STEINHORST AND F. HUG: *Once Recirculating Energy Recovery Linac Operation of S-DALINAC**. In *Proc. 29th Linear Accelerator Conference (LINAC'18)*, Beijing, China, 16-21 September 2018, no. 29 in Linear Accelerator Conference, 710–713, 2018. ISBN 978-3-95450-194-6.
DOI: [doi:10.18429/JACoW-LINAC2018-THPO012](https://doi.org/10.18429/JACoW-LINAC2018-THPO012).
URL: <http://jacow.org/linac2018/papers/thpo012.pdf>
- [50] F. SCHLISSMANN, M. ARNOLD, M. DUTINE, J. PFORR, N. PIETRALLA AND M. STEINHORST: *Beam Dynamics Simulations for the Twofold ERL Mode at the S-DALINAC*. presented at 63rd Advanced ICFA Beam Dynamics Workshop on Energy Recovery Linacs (ERL19), Berlin, Germany, 2019.
- [51] M. DUTINE: *Dissertation in Vorbereitung*. TU Darmstadt.
- [52] M. ARNOLD, C. BURANDT, C. ESCHELBACH, T. KÜRZEDER, M. LÖSLER, J. PFORR AND N. PIETRALLA: *ERL Mode of S-DALINAC: Design and Status*. In *Proc. 59th Advanced ICFA Beam Dynamics Workshop on Energy Recovery Linacs (ERL17)*, Geneva, Switzerland, Jun. 2017, 40–44, 2017.
DOI: [10.18429/JACoW-ERL2017-MOIDCC006](https://doi.org/10.18429/JACoW-ERL2017-MOIDCC006).
URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/erl2017/papers/moidcc006.pdf>
- [53] M. ARNOLD, C. BURANDT, R. GREWE, J. PFORR, N. PIETRALLA, M. STEINHORST, C. ESCHELBACH, M. LÖSLER AND F. HUG: *First ERL Operation of S-DALINAC and Commissioning of a Path Length Adjustment System*. In *Proc. 9th International Particle Accelerator Conference (IPAC'18)*, Vancouver, BC, Canada, April 29-May 4, 2018, no. 9 in International Particle Accelerator Conference, 4859–4862, 2018. ISBN 978-3-95450-184-7.
DOI: [doi:10.18429/JACoW-IPAC2018-THPML087](https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2018-THPML087).
URL: <http://jacow.org/ipac2018/papers/thpml087.pdf>
- [54] F. SCHLISSMANN: *Dissertation in Vorbereitung*. TU Darmstadt.
- [55] *Transformative 'Green' Accelerator Achieves World's First 8-pass Full Energy Recovery*, 2020.
URL: <https://www.bnl.gov/newsroom/news.php?a=116982>

-
- [56] K. WILLE: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. Teubner Studienbücher, 1996.
DOI: [10.1007/978-3-663-11850-3](https://doi.org/10.1007/978-3-663-11850-3).
- [57] H. WIEDEMANN: *Particle Accelerator Physics*. Springer, Berlin Heidelberg, 3 edn., 2007.
DOI: [10.1007/978-3-319-18317-6](https://doi.org/10.1007/978-3-319-18317-6).
- [58] T. O. RAUBENHEIMER: *The generation and acceleration of low emittance flat beams for future linear colliders*. Dissertation, Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, 1991.
URL: <https://www.osti.gov/servlets/purl/10119229>
- [59] M. MINTY: *Emittance preservation in linear accelerators*. AIP Conference Proceedings, 592(1):118–162, 2001.
DOI: [10.1063/1.1420414](https://doi.org/10.1063/1.1420414).
URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1420414>
- [60] T. O. RAUBENHEIMER: *Estimates of emittance dilution and stability in high-energy linear accelerators*. Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams, 3(12):121002, 2000.
DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.3.121002>.
URL: <https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevSTAB.3.121002>
- [61] P. J. EMMA: *Bunch Compressor Beamlines for the Tesla and S Band Linear Colliders*, 2003. SLAC-PUB-10013.
URL: <https://www.slac.stanford.edu/cgi-bin/getdoc/slac-pub-10013.pdf>
- [62] W. KLEEVEN, J. BOTMAN, J. DELHEZ, H. HAGEDOORN, C. TIMMERMANS AND G. WEBERS: *Emittance Growth in Nonlinear Beam Guiding and Focusing Elements*. In *Cyclotrons and their applications: Proceedings, 13th International Conference, Vancouver, Canada, July 6-10, 1992*, IXA03, 1993.
URL: <https://inspirehep.net/literature/1303434>
- [63] D. R. DOUGLAS: *Lattice design principles for a recirculated, high energy, SRF electron accelerator*. In *Proceedings of International Conference on Particle Accelerators*, 584–586. IEEE, 1993.
DOI: [10.1109/PAC.1993.308844](https://doi.org/10.1109/PAC.1993.308844).
URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=308844>
- [64] H. PADAMSEE, J. KNOBLOCH, T. HAYS et al.: *RF Superconductivity for Accelerators*. John Wiley and Sons, 1998.
- [65] J. BIARROTTE: *A Statistical Analysis of the Danger Induced by HOM Excitation in a Superconducting Linac*. In *Proceedings of the Particle Accelerator Conference (PAC) 2001, Chicago, USA*, 1098–1100, 2001.
URL: <https://cds.cern.ch/record/555770/files/mpph137.pdf>
- [66] C. LYNEIS, R. RAND, H. SCHWETTMAN AND A. VETTER: *Standing wave model of regenerative beam breakup in recirculating electron accelerators*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 204(2):269 – 284, 1983. ISSN 0167-5087.
DOI: [https://doi.org/10.1016/0167-5087\(83\)90057-1](https://doi.org/10.1016/0167-5087(83)90057-1).
URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0167508783900571>
- [67] R. E. RAND AND T. I. SMITH: *Beam Optical Control Of Beam Breakup In A Recirculating electron accelerator*. Particle accelerators Print, 11:1–13, 1980.
URL: <http://cds.cern.ch/record/1107981/files/p1.pdf>

-
- [68] V. N. LITVINENKO: *Chromaticity of the lattice and beam stability in energy recovery linacs*. Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams, 15(7):074401, 2012.
DOI: [10.1103/PhysRevSTAB.15.074401](https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.15.074401).
URL: <https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevSTAB.15.074401>
- [69] V. N. LITVINENKO: *Novel Technique of Suppressing TBBU in High-energy ERLs*. In *Proc. 26th Linear Accelerator Conf. (LINAC'12)*, Tel Aviv, Israel, Sep. 2012, paper MOPB034, pp. 249–251., 2012.
URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/LINAC2012/papers/mopb034.pdf>
- [70] V. N. LITVINENKO: *Erratum: Chromaticity of the lattice and beam stability in energy recovery linacs [Phys. Rev. ST Accel. Beams 15, 074401 (2012)]*. Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams, 18:039901, 2015.
DOI: [10.1103/PhysRevSTAB.18.039901](https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.18.039901).
URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevSTAB.18.039901>
- [71] J. PFORR: *Erste Start-to-End Strahldynamiksimulation des S-DALINAC mit elegant und Einstellungen für Experimente zu transversalem Beam Breakup*. Master thesis, TU Darmstadt, 2016, unveröffentlicht.
- [72] T. KÜRZEDER, M. ARNOLD, M. GROS, F. HUG, L. JÜRGENSEN, J. PFORR AND N. PIETRALLA: *Investigations on Transverse Beam Break Up Using a Recirculated Electron Beam*. In *Proceedings of ERL 2015, Stony Brook, NY, USA*, 30, 2015.
URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/ERL2015/papers/tuiclh2032.pdf>
- [73] T. KÜRZEDER, M. ARNOLD, F. HUG, L. JÜRGENSEN, J. PFORR AND N. PIETRALLA: *Beam Break-Up Measurements at the Recirculating Electron Accelerator S-DALINAC*. In *Proceedings of IPAC 2016, Busan, Korea*, 1714, 2016.
URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/ipac2016/papers/tupor025.pdf>
- [74] T. KÜRZEDER, M. ARNOLD, F. HUG, L. JÜRGENSEN, J. PFORR AND N. PIETRALLA: *Measurements of the Beam Break-Up Threshold Current at the Recirculating Electron Accelerator S-DALINAC*. In *Proceedings of LINAC 2016, East-Lansing, Michigan, USA*, 751–753, 2017.
URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/linac2016/papers/thop04.pdf>
- [75] K. FLOETTMANN: *A Space Charge Tracking Algorithm*. DESY, Hamburg.
URL: <http://www.desy.de/~mpyflo/>
- [76] M. BORLAND: *elegant: A flexible SDDS-compliant code for accelerator simulation*. Advanced Photon Source LS-287, 2000. , September 2000.
URL: http://inspirehep.net/record/1693124/files/APS_1418218.pdf
- [77] DASSAULT SYSTÈMES: CST - COMPUTER SIMULATION TECHNOLOGY GMBH: *CST STUDIO SUITE*. Version 2016.
URL: <http://www.cst.com/>
- [78] P. DIJKSTAL: *Aufbau eines Systems zur Emittanzmessung am Elektronenstrahl des S-DALINAC*. Bachelor thesis, TU Darmstadt, 2014, unveröffentlicht.
- [79] M. DUTINE: *Entwicklung und Test einer Messung der Strahlqualität am S-DALINAC*. Master thesis, TU Darmstadt, 2018, unveröffentlicht.
- [80] M. C. ROSS, N. PHINNEY, G. QUICKFALL, H. SHOAEE AND J. C. SHEPPARD: *Automated emittance measurements in the SLC*. In *Proceedings of the 1987 IEEE Particle Accelerator Conference (PAC1987): Accelerator Engineering and Technology*, March 16-19, 1987 Washington, D.C, C870316, 725, 1987. SLAC-PUB-4278.
URL: http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/p87/PDF/PAC1987_0725.PDF

-
- [81] C. ECKARDT: *Emittanzmessung an der Quelle spinpolarisierter Elektronen am S-DALINAC*. Diplomarbeit, TU Darmstadt, 2007, unveröffentlicht.
- [82] V. L. GINZBURG AND I. M. FRANK: *Radiation from a uniformly moving electron passing from one medium to another*. Journ. of Experimental and Theoretical Physics (JETP) V, 16:15–26, 1946.
- [83] L. WARTSKI, S. ROLAND, J. LASALLE, M. BOLORE AND G. FILIPPI: *Interference phenomenon in optical transition radiation and its application to particle beam diagnostics and multiplescattering measurements*. Journal of Applied Physics, 46:3644–3653, 1975.
DOI: [10.1063/1.322092](https://doi.org/10.1063/1.322092).
- [84] V. L. GINZBURG AND V. N. TSYTOVICH: *Several problems of the theory of transition radiation and transition scattering*. Physics Reports, 49(1):1–89, 1979.
URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157379900528>
- [85] S. KOSTIAL: *Transversale Phasenraum-Tomographie des Elektronenstrahls am S-DALINAC*. Dissertation, TU Darmstadt, 2001. D17.
URL: <https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/190/>
- [86] M. MICHAEL: *Simulationsbasierte Analyse der Strahldynamik im Injektor des S-DALINAC*. Master thesis, TU Darmstadt, 2018, unveröffentlicht.
- [87] W. BEINHAEUER, H. GRAEF, M. KRASSILNIKOV, A. RICHTER AND T. WEILAND: *Beam Dynamics On-line Simulations for the S-DALINAC Injector*. In *Proceedings of the 21st Linear Accelerator Conference (LINAC2002)*, Gyeongju, Korea, 2002.
URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/l02/PAPERS/M0442.PDF>
- [88] F. HUG, M. ARNOLD, T. BAHLO, J. PFORR AND N. PIETRALLA: *Beam-based alignment of SRF cavities in an electron injector linac*. Journal of Physics: Conference Series, 1067:032021, 2018.
DOI: [10.1088/1742-6596/1067/3/032021](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1067/3/032021).
URL: <https://doi.org/10.1088%2F1742-6596%2F1067%2F3%2F032021>
- [89] M. KONRAD, U. BONNES, C. BURANDT, R. EICHHORN, P. NONN, J. ENDERS AND N. PIETRALLA: *Digital Base-band RF Control System for the Superconducting Darmstadt Electron Linear Accelerator*. Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams, 15(5):052802, 2012.
DOI: [10.1103/physrevstab.15.052802](https://doi.org/10.1103/physrevstab.15.052802).
URL: <http://dx.doi.org/10.1103/physrevstab.15.052802>
- [90] C. BURANDT: *Optimierung und Test der digitalen Hochfrequenzregelung und Entwicklungen für das EPICS-basierte Beschleunigerkontrollsystem am S-DALINAC*. Dissertation, TU Darmstadt, 2017. D17.
URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/5980/1/phd.pdf>
- [91] L. STOBBE: *Dissertation in Vorbereitung*. TU Darmstadt.
- [92] L. STOBBE: *Konzeptstudie und Entwicklung eines Testaufbaus zur Pulsung des Elektronenstrahls am S-DALINAC*. Master thesis, TU Darmstadt, 2020, unveröffentlicht.
- [93] M. FISCHER: *Design und Aufbau eines Messplatzes zur Strahlqualitätsmessung basierend auf optischer Übergangsstrahlung am S-DALINAC*. Master thesis, TU Darmstadt, 2019, unveröffentlicht.
- [94] U. IRISO, G. BENEDETTI AND F. PÉREZ: *Experience with YAG and OTR screens at ALBA*. In *9th European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators, DIPAC 2009, Basel, Switzerland*, 200–202, 2009.
URL: <https://accelconf.web.cern.ch/accelconf/d09/papers/tupb15.pdf>

-
- [95] FLIR Blackfly Homepage, available at <https://www.flir.com/products/blackfly-gige/> (accessed on July 17th, 2019).
- [96] H. KOLANOSKI AND N. WERMES: *Teilchendetektoren*. Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg, 2016. DOI: [10.1007/978-3-662-45350-6](https://doi.org/10.1007/978-3-662-45350-6).
- [97] D. LANGLEY, R. A. COUTU, L. A. STARMAN AND S. ROGERS: *Optical metamaterials for phophoton applications*. In *Proc. SPIE – The International Society of Optical Engineering*, 7468, 2009. DOI: [10.1117/12.828509](https://doi.org/10.1117/12.828509).
- [98] E. BRAVIN, T. LEFÈVRE AND C. VERMARE: *OTR Studies for the High Charge CTF3 Beam*. In *Proceedings of the Particle Accelerator Conference (PAC) 2003, Portland, Oregon, USA*, 2464–2466, 2003. URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/p03/PAPERS/WPPB024.PDF>
- [99] E. BRAVIN: *Thermal Analysis of OTR screens for CTF3*. Tech. rep., CTF3 Note 019, 2001. URL: <http://clic-study.web.cern.ch/sites/clic-study.web.cern.ch/themes/cliccern/pdfs/notes/CTF3Note019.pdf>
- [100] J. PFORR, M. ARNOLD AND N. PIETRALLA: *Thermal Simulations of Optical Transition Radiation Targets*. presented at 8th Int. Beam Instrumentation Conf. (IBIC’19), Malmö, Sweden, 2019.
- [101] J. PFORR, M. ARNOLD, T. BAHLO, L. E. JÜRGENSEN, N. PIETRALLA, A. ROST AND F. HUG: *Setup for Beam Profile Measurements using Optical Transition Radiation*. In *Proc. 7th International Beam Instrumentation Conference (IBIC’18), Shanghai, China, 9-13 September 2018*, no. 7 in International Beam Instrumentation Conference, 494–497, 2018. ISBN 978-3-95450-201-1. DOI: [doi:10.18429/JACoW-IBIC2018-WEPC04](https://doi.org/10.18429/JACoW-IBIC2018-WEPC04). URL: <http://jacow.org/ibic2018/papers/wepc04.pdf>
- [102] DEUTSCHES ZENTRUM FÜR LUFT- UND RAUMFAHRT: *Die heißesten Materialien*. https://www.dlr.de/next/desktopdefault.aspx/tabid-6806/11195_read-25579/ (accessed on August 28th, 2019).
- [103] DUPONT: *Dupont Kapton Polyimide Film - General Specifications*. <https://www.dupont.com/content/dam/dupont/products-and-services/membranes-and-films/polyimide-films/documents/DEC-Kapton-general-specs.pdf> (accessed on August 28th, 2019).
- [104] T. SCHÖSSER: *Entwicklung und Implementierung einer EPICS-basierten Beschleuniger-Steuerungsschnittstelle und automatisierten Strahloptimierung am S-DALINAC*. Dissertation, TU Darmstadt, 2017. D17. URL: <https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/6518/>
- [105] EPICS – *Experimental Physics and Industrial Control System*. (accessed on August 30th, 2019). URL: <http://www.aps.anl.gov/epics/>
- [106] J. PFORR, M. ARNOLD, T. BAHLO, F. HUG AND N. PIETRALLA: *Emittance measurements with optical transition radiation at the S-DALINAC*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 959:163540, 2020. ISSN 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163540>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900220301261>
- [107] M. BORLAND: *A high-brightness thermionic microwave electron gun*. Dissertation, Stanford University, 1991. SLAC-402. URL: <https://www.slac.stanford.edu/pubs/slacreports/reports03/slac-r-402a.pdf>
-

-
- [108] F. SCHLIESSMANN: *Untersuchungen zur nichtlinearen Strahldynamik und Optionen für Strahlführungsmodifikationen am S-DALINAC*. Master thesis, TU Darmstadt, 2017, unveröffentlicht.
- [109] G. H. HOFFSTAETTER AND I. V. BAZAROV: *Beam-breakup instability theory for energy recovery linacs*. Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams, 7:054401, 2004.
DOI: [10.1103/PhysRevSTAB.7.054401](https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.7.054401).
URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevSTAB.7.054401>
- [110] R. EICHHORN: *Optimierung des Strahltransportsystems und experimentelle Umsetzung verschiedener Methoden zur Gütemessung am S-DALINAC*. Dissertation, TU Darmstadt, 1999. D17.
- [111] M. LÖSLER, M. ARNOLD, H. BÄHR, C. ESCHELBACH, T. BAHLO, R. GREWE, F. HUG, L. JÜRGENSEN, P. WINKE-MANN AND N. PIETRALLA: *Hochpräzise Erfassung von Strahlführungselementen des Elektronenlinearbeschleunigers S-DALINAC*. zfv – Zeitschrift für Geodäsie, Geoinformation und Landmanagement, Ausgabe 6/2015 140. Jg.(6/2015):346–356, 2015. ISSN 1618-8950.
DOI: [10.12902/zfv-0090-2015](https://doi.org/10.12902/zfv-0090-2015).
URL: <http://doi.org/10.12902/zfv-0090-2015>

Danksagung

Abschließend möchte ich noch denjenigen Kollegen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Zunächst einmal danke ich Prof. Dr. Dr. h.c. mult. Norbert Pietralla für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe. Ebenso danke ich ihm für die Ermöglichung und Betreuung dieser Doktorarbeit. Des Weiteren möchte ich Jun.-Prof. Dr. Florian Hug für die Übernahme des Korreferats danken. Die Zusammenarbeit gestaltete sich trotz der räumlichen Entfernung nach Mainz stets produktiv. Für die Leitung der Beschleunigergruppe am S-DALINAC danke ich Dr. Michaela Arnold. Auch für die inhaltliche Betreuung und hilfreiche Diskussionen bezüglich meiner Arbeit danke ich ihr. Außerdem konnte ich von den internationalen Konferenzen und der Beschleunigerschule CAS profitieren, deren Besuch sie mir ermöglichte. Für die Korrektur dieser Dissertation und ihre konstruktiven Anregungen möchte ich mich bei Dr. Michaela Arnold und Dr. Lars Jürgensen bedanken. Der gesamten Beschleunigergruppe gebührt Dank für die Unterstützung bei der Installation von Komponenten sowie bei der Durchführung von Experimenten. Auch die gemeinsamen Diskussionen waren nützlich und konstruktiv. Schließlich möchte ich mich auch bei den Mitarbeitern von Betriebsgruppe, mechanischer Werkstatt und Targetlabor für ihre wichtigen Beiträge zur Realisierung meiner Messaufbauten bedanken.



Liste der Veröffentlichungen

Peer-Reviewed

1. F. Hug, M. Arnold, T. Bahlo, **J. Pforr** and N. Pietralla: Beam-based alignment of SRF cavities in an electron injector linac. *Journal of Physics: Conference Series*, 1067:032021, 2018.
2. **J. Pforr**, M. Arnold, T. Bahlo, F. Hug and N. Pietralla: Emittance measurements with optical transition radiation at the S-DALINAC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 959:163540, 2020.
3. M. Arnold, J. Birkhan, **J. Pforr**, N. Pietralla, F. Schliessmann, M. Steinhorst and F. Hug: First operation of the superconducting Darmstadt linear electron accelerator as an energy recovery linac. *Physical Review Accelerators and Beams*, 23:020101, 2020.

Nicht Peer-Reviewed

1. T. Kürzeder, M. Arnold, M. Gros, F. Hug, L. Jürgensen, **J. Pforr** and N. Pietralla: Investigations on Transverse Beam Break Up Using a Recirculated Electron Beam. In *Proceedings of ERL 2015*, Stony Brook, NY, USA, 30, 2015.
2. T. Kürzeder, M. Arnold, F. Hug, L. Jürgensen, **J. Pforr** and N. Pietralla: Beam Break-Up Measurements at the Recirculating Electron Accelerator S-DALINAC. In *Proceedings of IPAC 2016*, Busan, Korea, 1714, 2016.
3. T. Kürzeder, M. Arnold, F. Hug, L. Jürgensen, **J. Pforr** and N. Pietralla: Measurements of the Beam Break-Up Threshold Current at the Recirculating Electron Accelerator S-DALINAC. In *Proceedings of LINAC 2016*, East-Lansing, Michigan, USA, 751–753, 2017.
4. M. Arnold, F. Hug, T. Kürzeder, **J. Pforr**, N. Pietralla, M. Steinhorst: Construction of a third recirculation for the S-DALINAC. In *Proceedings of LINAC 2016*, East-Lansing, Michigan, USA, 168-170, 2017.
5. M. Arnold, C. Eschelbach, R. Grewe, F. Hug, T. Kürzeder, M. Lösler, **J. Pforr** and N. Pietralla: Construction and Status of the Thrice Recirculating S-DALINAC. In *Proceedings of IPAC 2017*, Copenhagen, Denmark, 1384-1387, 2017.
6. M. Arnold, C. Burandt, C. Eschelbach, T. Kürzeder, M. Lösler, **J. Pforr** and N. Pietralla: ERL Mode of S-DALINAC: Design and Status. In *Proceedings of ERL 2017*, Geneva, Switzerland, Jun. 2017, 40–44, 2017.
7. T. Bahlo, F. Schliessmann, M. Arnold, **J. Pforr** and N. Pietralla: Time-of-Flight Measurements and Analysis of the Longitudinal Dispersion at the S-DALINAC. In *Proceedings of IBIC 2017*, Grand Rapids, Michigan, USA, 57-60, 2018.
8. M. Arnold, C. Burandt, C. Eschelbach, R. Grewe, F. Hug, M. Lösler, **J. Pforr**, N. Pietralla and M. Steinhorst: First ERL Operation of S-DALINAC and Commissioning of a Path Length Adjustment System. In *Proceedings of IPAC 2018*, Vancouver, BC, Canada, 4859–4862, 2018.
9. L. Jürgensen, M. Arnold, T. Bahlo, C. Burandt, R. Grewe, F. Hug, T. Kürzeder, **J. Pforr**, N. Pietralla, A. Rost, S. Weih and J. Wissmann: High-Energy Scraper System for the S-DALINAC Extraction Beam Line - Commissioning Run. In *Proceedings of IBIC 2018*, Shanghai, China, 75–77, 2018.

-
10. **J. Pforr**, M. Arnold, T. Bahlo, F. Hug, L. Jürgensen, N. Pietralla and A. Rost: Setup for Beam Profile Measurements using Optical Transition Radiation. In Proceedings of IBIC 2018, Shanghai, China, 494–497, 2018.
 11. M. Arnold, J. Birkhan, F. Hug, **J. Pforr**, N. Pietralla, F. Schliessmann and M. Steinhorst: Once Recirculating Energy Recovery Linac Operation of S-DALINAC. In Proceedings of LINAC 2018, Beijing, China, 710–713, 2018.
 12. **J. Pforr**, M. Arnold and N. Pietralla: Thermal Simulations of Optical Transition Radiation Targets. Presented at IBIC 2019, Malmö, Sweden, 2019.
 13. F. Schliessmann, M. Arnold, M. Dutine, **J. Pforr**, N. Pietralla and M. Steinhorst: Beam Dynamics Simulations for the Twofold ERL Mode at the S-DALINAC. Presented at ERL 2019, Berlin, Germany, 2019.
 14. M. Arnold, T. Bahlo, M. Dutine, R. Grewe, J. Hanten, L. Jürgensen, **J. Pforr**, N. Pietralla, F. Schliessmann, M. Steinhorst, S. Weih: ERL Operation of S-DALINAC. Presented at ERL 2019, Berlin, Germany, 2019.
 15. M. Steinhorst, M. Arnold, T. Bahlo, R. Grewe, L. Jürgensen, **J. Pforr**, N. Pietralla, F. Schliessmann, S. Weih: LLRF ERL Experience at the S-DALINAC. Presented at ERL 2019, Berlin, Germany, 2019.